

# $\Lambda$ und $\bar{\Lambda}$ - Produktion in zentralen Blei-Blei Kollisionen bei 20 und 30 A·GeV am CERN-SPS

Diplomarbeit

dem Fachbereich Physik  
der Johann-Wolfgang von Goethe Universität  
vorgelegt von

**Agnes Carol Joanna Richard**

aus Kronberg i. Ts.

Frankfurt/Main, im September 2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1	Zur Motivation . . . . .	7
1.2	Theorie . . . . .	11
1.2.1	Zu den Grundlagen . . . . .	11
1.2.2	Strange Quarks . . . . .	14
1.3	Confinement . . . . .	17
1.4	Das Quark Gluon Plasma . . . . .	20
1.5	Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas . . . . .	23
<b>2</b>	<b>Modelle</b>	<b>25</b>
2.1	Dynamisch mikroskopische Modelle . . . . .	25
2.1.1	Glauber Modelle . . . . .	25
2.1.2	Teilchenproduktion in Superpositionsmodellen . . . . .	27
2.1.3	RQMD . . . . .	28
2.2	Statistische Modelle . . . . .	29
2.2.1	Das Hadrongas Modell . . . . .	30
2.2.2	Statistical Model of the Early Stage . . . . .	32
2.3	Abhängigkeit von Energie und Systemgröße . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Das NA49 Experiment</b>	<b>39</b>
3.1	Aufbau . . . . .	39
3.2	Beschleuniger . . . . .	40
3.3	Strahldetektoren und Trigger . . . . .	42
3.4	Das Magnetfeld . . . . .	42
3.5	Time-Projection-Chamber . . . . .	43
3.6	Time of Flight . . . . .	46
3.7	Vetokalorimeter . . . . .	47
3.8	Datenaufnahme und Ereignisraten . . . . .	48
3.9	Elektronik . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Rekonstruktion</b>	<b>51</b>
4.1	Spur-Rekonstruktion . . . . .	52
4.1.1	Anpassen der Cluster . . . . .	52
4.1.2	Spuridentifikation . . . . .	53
4.1.3	Fitten der Spuren . . . . .	53
4.1.4	Messung des Energieverlustes durch Ionisierung . . . . .	55

4.2	Korrekturen und Kalibrierung . . . . .	56
4.2.1	Kalibrieren der TPCs . . . . .	56
4.2.2	Threshold-Korrektur . . . . .	57
4.2.3	Driftlängen-Abhängigkeit . . . . .	57
4.3	Globales $dE/dx$ . . . . .	57
4.4	Speichern der Daten . . . . .	58
4.5	$V^0$ Rekonstruktion . . . . .	58
4.5.1	Standard- und Auxiliary-Schnitte . . . . .	59
4.5.2	Bestimmung der Variablen . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>65</b>
5.1	Verwendete Datensätze . . . . .	65
5.2	Das Lambda-Hyperon . . . . .	66
5.3	Ereignisschnitte . . . . .	66
5.4	Spur- und $V^0$ -Schnitte . . . . .	69
5.4.1	Spurschnitte . . . . .	69
5.4.2	$V^0$ -Schnitte . . . . .	72
5.5	Invariante Massenspektren . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Korrekturen</b>	<b>79</b>
6.1	Simulationen . . . . .	79
6.1.1	Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz . . . . .	80
6.1.2	Durchführung der Simulation . . . . .	82
6.1.3	Korrekturfaktor . . . . .	83
6.2	Verteilungen und Kontrollen . . . . .	84
6.2.1	Lebensdauer-Spektren . . . . .	84
6.3	Überprüfung der Stabilität . . . . .	85
6.3.1	Rapiditys- und Transversalimpuls-Verteilungen . . . . .	86
6.4	Feeddown . . . . .	88
6.5	Fehlerbetrachtung . . . . .	89
6.5.1	Analyse der systematischen Fehler . . . . .	89
<b>7</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>93</b>
7.1	Untersuchte Größen . . . . .	93
7.1.1	Transversalimpulsspektren . . . . .	93
7.1.2	$m_t$ -Spektren . . . . .	96
7.1.3	Inverser Steigungsparameter . . . . .	96
7.1.4	Rapiditysspektren . . . . .	98
7.2	Feeddown - Korrekturen . . . . .	99
<b>8</b>	<b>Diskussion</b>	<b>103</b>
8.1	Vergleich mit anderen Energien . . . . .	103
8.1.1	$m_t$ -Spektren und inverser Steigungsparameter . . . . .	103
8.1.2	Rapiditys-Spektren . . . . .	105
8.1.3	Das Lambda-zu-Pion-Verhältnis . . . . .	107
8.1.4	Das Verhältnis von Antilambda zu Lambda . . . . .	108

8.2	Hyperonen im Vergleich . . . . .	109
8.3	Vergleich mit Modellvorhersagen . . . . .	110
<b>A</b>	<b>Variablen</b>	<b>115</b>
A.1	Einheiten und Größenordnungen . . . . .	115
A.2	Zu den kinematischen Variablen . . . . .	115
A.3	Schwerpunktsenergie . . . . .	116
A.4	Transversale Größen . . . . .	116
A.5	Longitudinale Größen . . . . .	117
A.6	Zusammenhänge zwischen den Größen . . . . .	117
<b>B</b>	<b>Zusätzliche Abbildungen</b>	<b>119</b>
<b>C</b>	<b>Tabellen</b>	<b>129</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>131</b>



# 1 Einleitung

## 1.1 Zur Motivation

Selbst einschlägige Tageszeitungen haben schon vor Jahren das interessante Thema aufgegriffen, mit dem sich dieser Zweig der Physik beschäftigt:

**„Quarks in der Suppe“**

*Physiker glauben, einen neuen, extrem heißen Materie-Zustand beobachtet zu haben*

*Um ihre Experimente zu charakterisieren, sprechen Teilchenphysiker gerne vom „Urknall im Labor“. Sie simulieren „die Geburtsstunde des Universums“ und beschwören Bilder herauf, neben denen alle bisherige Forschung verblassen muß. Der Laie wähnt sie bereits kurz vor dem letzten, dem endgültigen Laborversuch, in dem sich die „Weltformel“ mit einem Schlag offenbart. So schnell aber werden die Forscher keineswegs arbeitslos. Auch am CERN nicht, dem bedeutendsten europäischen Zentrum für Elementarteilchenphysik in Genf. Sie ließen das Bild vom Urknall nun erneut aufblitzen. Nach sechsjähriger Experimentierzeit zogen sie eine Bilanz ihrer Forschungsarbeit an einer der dortigen Anlagen: dem Super-Proton-Synchrotron. Wenn ihre Vermutung stimmt, dann haben sie im Labor einen neuartigen Materie-Zustand erzeugt. Es handelt sich um ein extrem heißes und dichtes Gemisch aus Teilchen, in dem bisher bekannte Bindungen aufgebrochen zu sein scheinen: ein Quark-Gluon-Plasma.*

*Die Physiker haben viel Zeit gehabt, sich den Inhalt ihres winzigen Kochtopfes aus allen möglichen Perspektiven anzuschauen. Sieben Beobachtungsmethoden stützen ihre These. Und mit jeder von ihnen erfassen sie einen Bruchteil jener Partikel, die aus dem heißen Brei nach außen spritzen.*

*Die Experimente wurden seit 1994 stetig verbessert. Ihr Verlauf hat sich bis heute nicht geändert. Mit Hilfe eines Beschleunigers schießen die Forscher pro Sekunde 10 000 nackte Bleikerne mit höchstmöglicher Geschwindigkeit auf eine dünne Folie. Auch sie besteht aus Blei. Einige Atomkerne kollidieren und durchdringen sich völlig. Dichte und Temperatur der Kernmaterie können dabei kurzzeitig wohl so stark ansteigen,*

*daß sich selbst die Protonen und Neutronen, aus denen die Bleikerne zusammengesetzt sind, in ihre Bestandteile auflösen. Sie schmelzen. Zurück bleibt ein Gemisch aus den kleinsten uns bisher bekannten Bestandteilen der Atomkerne: Quarks. Quarks sind tückische Objekte. Es gibt zahllose Hinweise auf ihre Existenz. Aber noch nie hat jemand ein einzelnes freies Quark beobachtet. Quarks kommen immer nur in Paaren (Mesonen) oder in Dreierpacks (Protonen und Neutronen) vor. Jeder Versuch, sie aus diesen Verbänden herauszulösen, ist gescheitert. Sie werden von einem starken Klebstoff, den Gluonen zusammengehalten. Wer Quarks mit viel Energie zu Leibe rückt, trennt sie nicht voneinander, sondern erzeugt allenfalls eine Vielzahl neuer Quark-Anti-Quark-Pärchen und -Triplets.*

*Zitat aus Tagesspiegel Berlin, 6.3.2000*

Auch wenn die Physik auf die diffizile Frage der Entstehung des Universums heute noch keine Antwort kennt, lohnt es sich die Frage zu stellen, ob alles einer einfachen Ordnung untersteht, einem Satz von fundamentalen Regeln, vielleicht sogar einer universellen Ordnung, wie in obigem Zeitungsartikel gemutmaßt. Das Standardmodell der Physik, das im weiteren Verlauf dieses Kapitels kurz erläutert werden soll, versucht sich in der Beschreibung der Elementarteilchen und der Wechselwirkungen zwischen ihnen. Die wichtigste Verbindung, die an dieser Stelle zwischen der Teilchenphysik und der Astrophysik besteht, ist der Versuch der Teilchenphysiker, zu erklären, wie sich die Teilchen in den frühen Zeiten des Universums verhalten haben, und wie sie überhaupt entstanden sind.

Ziel der gegenwärtigen Forschung auf dem Gebiet der Schwerionenphysik (heavy ion physics) ist es, Materie unter extremen Bedingungen, also hohen Temperaturen und hohem Druck zu untersuchen. Es wird der Fragestellung nachgegangen, ob in einem Labor der Phasenübergang von hadronischer Materie –so wie sie in der „alltäglichen“ Welt vorliegt– zum sogenannten Quark-Gluon-Plasma nachvollzogen werden kann. Zur Klärung dieser Frage gibt es mehrere Beschleuniger-Experimente, die in verschiedenen Energiebereichen Daten sammeln, um ein Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie zu erstellen und den Phasenübergang zu lokalisieren.

Das Quark-Gluon-Plasma beschreibt einen Zustand, der in den ersten Mikrosekunden unseres Universums geherrscht haben soll; Plasma deswegen, weil in diesem Zustand die Quarks und Gluonen als freie Teilchen vorliegen sollen, was wegen des sogenannten Confinement unter den Bedingungen, die in unserer gewohnten Welt vorliegen, nicht möglich wäre (vergl. Abschnitt 1.3). Das vorherrschende Bild von der Entstehung unseres heutigen Universums unter den meisten Wissenschaftlern ist, daß alles aus dem Urknall entstand, also Materie gleichsam wie Raum und Zeit. Schon von Anfang an enthielt das Universum alle heute vorhandene Materie, nur war es sehr klein und heiß.



Der Urknalltheorie zufolge beginnt das Universum – und mit ihm Raum und Zeit – vor etwa 15 Milliarden Jahren. Aus einer Singularität mit unvorstellbar hoher Energiedichte expandiert es explosionsartig, kühlt sich dabei langsam ab und durchläuft eine Folge von Metamorphosen – bis heute und darüber hinaus, siehe dazu Abbildung 1.1. Eine millionstel Sekunde nach dem Urknall liegt die Materie als eine

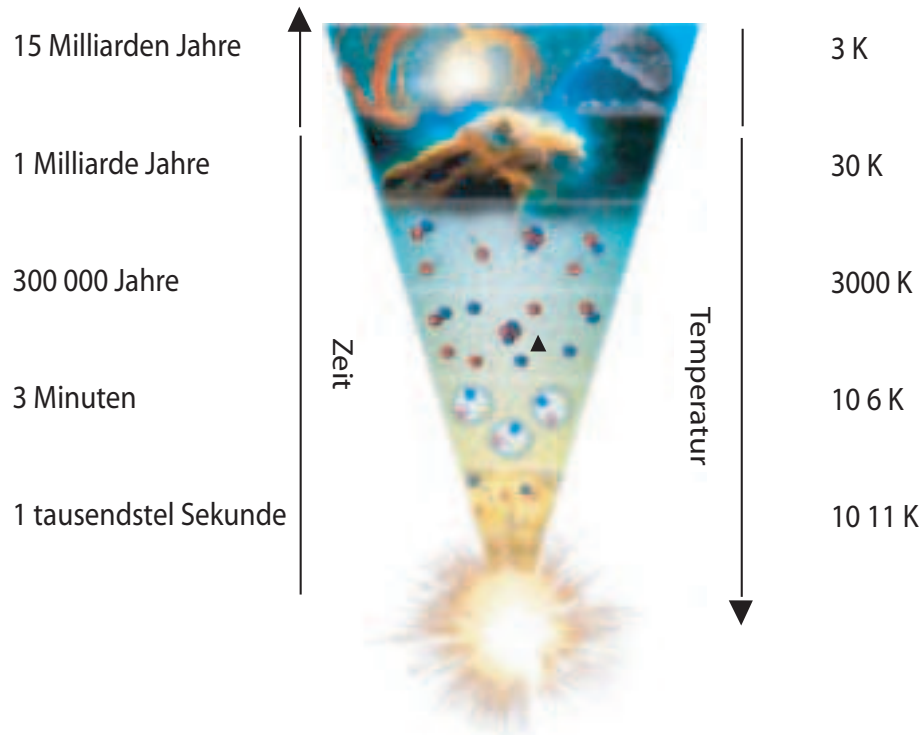


Abbildung 1.1: Die wichtigsten Entwicklungsstufen des Universums vom Urknall bis heute [1].

„Ursuppe“ bestehend aus Quarks, Gluonen, Photonen und Elektronen vor. In der Quark-Ära herrschten derart extreme Bedingungen, nämlich hohe Temperaturen und Energiedichten, daß sich Quarks und Gluonen als freie Teilchen bewegen konnten. Dann, etwa eine hunderttausendstel Sekunde nach dem Urknall, formieren sich aus Quarks und Gluonen die ersten Hadronen: Protonen und Neutronen - und daraus in den ersten drei Minuten die leichten Kerne bis zum Element Lithium. Nach 300000 Jahren entstehen neutrale Wasserstoffatome. Diese bilden gewaltige Gaswolken, aus denen etwa 1 Milliarde Jahre nach dem Urknall die Sterne geboren werden. Im Inneren der Sterne entstehen über Fusionsreaktionen die chemischen Elemente bis zum Eisen. Die schweren Elemente werden in gewaltigen Sternexplosionen gebildet und ins Weltall geschleudert. Sie sind die Grundlage der unbelebten und belebten Materie.

Es wird angenommen, daß sich in der Frühphase des Universums ein Phasenübergang der Materie vollzog, bei dem die Hadronen aus dem Quark-Gluon-Plasma hervorgingen.

Schon in den siebziger Jahren haben verschiedene Forscher vorhergesagt, daß die Kernmaterie während des Stoßes zweier Kerne durch eine Druckwelle zu einem heißen Feuerball verdichtet wird. Ausgelöst wird diese Druckwelle von einem Projektil, das mit einer hochrelativistischen Geschwindigkeit in das ruhende Hindernis (Target) eindringt. Solche Kollisionen wurden schon innerhalb der letzten 20 Jahre bei ansteigenden Energien untersucht, zum Beispiel am Bevalac in Berkeley und am Synchrophasotron in Dubna, und sind immer noch Gegenstand aktueller Forschung.

Das Modell der Verdichtung war anfangs nicht unumstritten. Andere Modelle sagten voraus, daß die Kernmaterie nur unwesentlich komprimiert wird, weil das Projektil den ruhenden Kern nahezu ungehindert durchdringt (im Laborsystem). Inzwischen konnte jedoch in vielen Experimenten bestätigt werden, daß das Projektil vom ruhenden Kern gebremst wird. Beide bewegen sich anschließend, im Schwerpunktsystem gesehen, mit etwa der halben Geschwindigkeit weiter. Ein hoher Anteil der Bewegungsenergie des Projektils hat sich in Wärme und in Kompressionsenergie umgewandelt.

Die Daten, die im Rahmen dieser Diplomarbeit analysiert wurden, stammen vom NA49-Detektor am CERN Super-Proton-Synchrotron (SPS) und wurden im Jahr 2002 aufgenommen. Es handelt sich bei dem NA49-Detektor um ein Spektrometer, das über einen weiten Akzeptanzbereich die bei der Kollision entstehenden Teilchen identifizieren kann. Das SPS stellt einen Teilchenstrahl von bis zu 158 AGeV bereit, in diesem Fall Bleikerne, die auf ein festes Target, nämlich eine Bleifolie auftreffen. Für fixed-target-Experimente wird die Anfangsenergie (initial state energy) gemeinhin als Strahlenergie pro Nukleon angegeben. Daher ergibt sich als totale Energie eines 158 AGeV Bleistrahles ein Betrag von 33 TeV. Das Energie-Scan-Programm von NA49 umfaßt insgesamt fünf Energien (20, 30, 40, 80 und 158 AGeV), wobei die Datennahme bei der höchsten Energie begonnen wurde und in den letzten Jahren um niedrigere Energien erweitert wurde. Es soll in dieser Arbeit das Lambda und sein Antiteilchen untersucht werden, die ein Strange-Quark bzw. ein Anti-Strange-Quark tragen. Damit soll die bestehende Analyse dieser Hyperonen bei den drei höheren Energien [26] vervollständigt werden. Das Strange-Quark ist das nächst schwerere nach den Up- und Down-Quarks, die in den Protonen und Neutronen, also in der alltäglichen Welt vorkommen (vergl. Abschnitt 1.2.2). Der Anteil an Strange-Quarks soll einen Aufschluß darüber geben, ob die relevanten Freiheitsgrade in der Kollision von Quarks und Gluonen oder von Hadronen getragen werden. Im nächsten Abschnitt soll mehr auf die Theorie der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen eingegangen werden, in Kapitel 2 findet eine kurze Beschreibung der gängigen Modelle für die Vorgänge im Experiment statt. Der Aufbau des NA49-Experiments soll in Kapitel 3 erläutert werden, in Kapitel 4 wird die Rekonstruktion und Detektion der Teilchen im Detektor beschrieben. Die Analyse wird in Kapitel 5 behandelt, in Kapitel 6 werden dann alle angewandten Korrekturen geschildert. Die beiden letzten Kapitel 7 und 8 umfassen die Präsentation und Diskussion der Ergebnisse. Im Anhang findet sich eine kurze Erklärung der wichtigsten Variablen und der in der Hochenergiephysik verwendeten Einheiten, sowie eine Sammlung von zusätzlichen Abbildungen.

## 1.2 Theorie

Die Forschung auf dem Gebiet der Hochenergiephysik will das Verständnis über die Dynamik der starken Wechselwirkung in großen Systemen bei sehr hohen Energiedichten vorantreiben, nämlich dort, wo Quarks und Gluonen als freie Teilchen erwartet werden. Es wird der Ansatz verfolgt, Systeme in ihre Bestandteile zu zerlegen und deren Wechselwirkungen zu untersuchen. Als ein wichtiges Ziel der Physik können die Bemühungen zusammengefaßt werden, alle Systeme auf die Wechselwirkung einer relativ kleinen Anzahl von elementaren Teilchen zu reduzieren und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte in Form einer einzigen Wechselwirkung zu beschreiben. Den heutigen Stand dieses Unterfangens gibt das Standardmodell wieder.

### 1.2.1 Zu den Grundlagen

*“Three quarks for Muster Mark, sure he hasn’t got much of a bark, and sure any he has it’s all beside the mark.”*  
(JAMES JOYCE, FINNEGAN’S WAKE)

Nach unserem heutigen Verständnis ist die Materie aus zwei Arten von Elementarteilchen aufgebaut, beides sind Fermionen, also Teilchen mit halbzahligem Spin. Dies sind einerseits die Leptonen, wozu auch die Elektronen gehören und andererseits die sogenannten Quarks. Der Name der Quarks stammt aus einem Nonsenszitat aus James Joyces Roman *Finnegan’s Wake* und wurde von ihrem Entdecker, dem Physiker Murray Gell-Mann (\*1929; Nobelpreis 1969) eingeführt, siehe obiges Zitat.

Die Leptonen untereinander sind nach ansteigender Masse in drei Familien aufgeteilt (vergl. Tabelle 1.1): Elektron, Myon, Tau und ihre Antiteilchen. Die Neutrinos und ihre Antiteilchen werden ebenfalls zu den Leptonen gezählt, und zwar gibt es jeweils für Elektron, Myon und Tau ein eigenes Neutrino. Als Antiteilchen werden solche bezeichnet, die einem Teilchen in ihrer Masse genau entsprechen, jedoch entgegengesetzte Ladung und ein entgegengesetztes magnetisches Moment haben. Elektrisch neutrale Teilchen, die kein magnetisches Moment haben, sind im allgemeinen ihre eigenen Antiteilchen; oder es gibt ein neutrales Teilchen und ein neutrales Antiteilchen, wie zum Beispiel die Mesonen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ . Die Leptonen tragen eine Quantenzahl, die sogenannte Leptonenzahl. Diese muß bei allen Prozessen erhalten bleiben und hat für Antiteilchen immer genau das entgegengesetzte Vorzeichen wie für Teilchen.

Das griechische Wort leptos (= leicht) deutet schon an, daß sich diese Teilchen im unteren Teil der Massenspektren aufhalten. Zu höheren Massen hin treten die Hadronen (von hadros, griech.: stark) in Erscheinung, wobei zwischen Mesonen (von mesotron, griech.: dazwischen) und Baryonen (von baryos, griech.: schwer) unterschieden wird. Nach dem statischen Quarkmodell von Gell-Mann und Zweig, das

Name	Masse m [MeV/c <sup>2</sup> ]	Ladung Q [e]	Lebensdauer
Elektron e	0.511	-1	$\tau > 3.8 \cdot 10^{23}$
Elektron-Neutrino $\nu_e$	$< 7.3 \cdot 10^{-6}$	0	$\tau/m_{\nu_e} > 300s/eV$
Myon $\mu$	105.7	-1	$\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}$
Myon-Neutrino $\nu_\mu$	$< 0.27$	0	$\tau/m_{\nu_\mu} > 15.4s/eV$
Tau-Lepton $\tau$	1776	-1	$\tau = 0.31 \cdot 10^{-12}$
Tau-Neutrino $\nu_\tau$	$< 31$	0	

Tabelle 1.1: Die drei Familien der Leptonen, siehe [2]

Name	Masse m [MeV/c <sup>2</sup> ]	Ladung Q [e]	Drehimpuls I	Strangeness S
down	5 - 15	-1/3	1/2	0
up	2 - 8	2/3	1/2	0
strange	100 - 300	-1/3	0	- 1
charm	1300 - 1700	2/3	0	0
beauty	4700 - 5300	-1/3	0	0
top	174000 $\pm$ 1700	2/3	0	0

Tabelle 1.2: Die Aufteilung der Quarks in drei Familien

1964 aufgestellt wurde [11], sind diese jedoch nicht, wie einst angenommen, ebenfalls Elementarteilchen, sondern sie sind aus den Quarks zusammengesetzt, und zwar die Mesonen aus einem Quark und einem Anti-Quark und die Baryonen aus drei Quarks. Es gibt ebenfalls eine Baryonenzahl, die für ein Baryon 1 und für ein Antibaryon -1 sein muß, daher ergeben sich für die Quarks drittelzahlige Baryonenzahlen. Es wird zwischen sechs "flavours" von Quarks unterschieden, die wie die Leptonen in drei Familien aufgeteilt sind, innerhalb derer die Massen ansteigen. Es sind jedoch nur die beiden leichtesten Quark-Arten stabil, nämlich das Up- und Down-Quark, die schwereren Quarks sind instabil und zerfallen über die schwache Wechselwirkung.

Zu den prominentesten Beispielen für die Mesonen gehören die Pionen, für die Baryonen sind dies zweifelsohne die Nukleonen, also Protonen und Neutronen. Aber auch das Lambda, um das sich die vorliegende Arbeit dreht, zählt dazu. Da Protonen und Neutronen aus Up und Down Quarks bestehen (Proton:  $uud$ , Neutron:  $udd$ ) sind sie die leichtesten Baryonen, ebenso sind die Pionen (z.B.  $\pi^+$ :  $u\bar{d}$ ) die leichtesten Mesonen und treten deswegen auch als häufigste Teilchen in Kernkollisionen auf. Lambdas ( $uds$ ) sind nach den Kaonen die leichtesten Baryonen, die ein Strange-Quark tragen, Teilchen, die aus Bottom- (auch Beauty genannt) und Top-Quarks bestehen, treten wegen ihrer sehr hohen Masse bei den Energien, den hier behandelt werden, gar nicht auf. Ein Überblick über die in Kernkollisionen entstehenden Teilchen, ihre Eigenschaften und ihre Zusammensetzung soll Tabelle 1.3 geben.

Teilchen	$J^P$	I	S	Masse [MeV/ $c^2$ ]	Zerfallslänge $c\tau_0$ [cm]	Zerfälle
$\pi^\pm$	$0^-$	1	0	139.57	0.08	$\mu^+\nu_\mu$ (98.8%)
$\pi^0$	$0^-$	1	0	134.9	25 $\eta$ m	$2\gamma$ (99.9%)
$K^+$	$0^-$	1/2	+1	493.68	371.3	$\mu^+\nu_\mu$ (63.5%) $\pi^+\pi^0$ (21.1%)
$K^0$	$0^-$	1/2	+1			$K^0 = 1/2(K_s^0 + K_L^0)$
$K_s^0$	$0^-$	1/2		497.67	2.678	$\pi^+\pi^-$ (68.6%) $\pi^0\pi^0$ (31.4%)
$K_L^0$	$0^-$	1/2		497.67	1551	3 $\pi^0$ (21.1%) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (12.6%)
p	$1/2^+$	1/2	0	938.27	$>10^{25}$ Jahre $\cdot c$	stabil
n	$1/2^+$	1/2	0	939.56	15 min $\cdot c$	$p e^- \bar{\nu}_e$ (100%)
$\Lambda$	$1/2^+$	0	-1	1115.68	7.89	$p\pi^-$ (63.9%) $n\pi^0$ (35.7%)
$\Sigma^+$	$1/2^+$	1	-1	1189.37	2.404	$p\pi^0$ (51.6%) $n\pi^+$ (48.3%)
$\Sigma^0$	$1/2^+$	1	-1	1192.64	$2.22 \cdot 10^{-9}$	$\Lambda\gamma$ (100%)
$\Sigma^-$	$1/2^+$	1	-1	1197.45	4.434	$n\pi^-$ (99.8%)
$\Xi^0$	$1/2^+$	1/2	-2	1314.83	8.71	$\Lambda\pi^0$ (100%)
$\Xi^-$	$1/2^+$	1/2	-2	1321.31	4.91	$\Lambda\pi^-$ (100%)
$\Omega^-$	$3/2^+$	0	-3	1672.45	2.461	$\Lambda K^-$ (67.8%) $\Xi^0\pi^-$ (23.6%) $\Xi^-\pi^0$ (8.6%)

Tabelle 1.3: Eigenschaften einiger Teilchen mit Spin J, Parität P, Isospin I und Seltsamkeit S, [2].

Zusätzlich zu diesen bekannten Materieformen wurde in jüngster Zeit eine weitere Form entdeckt, nämlich die Penta-Quarks, welche aus vier Quarks und einem Anti-Quark bestehen. Es könnte eine Zusammensetzung aus einem Meson und einem Baryon sein; die Forschungen auf diesem interessanten neuen Gebiet haben aber gerade erst richtig begonnen. Ein weiterer vorhergesagter Zustand, der aber bisher noch nicht experimentell beobachtet werden konnte, ist der sogenannte Glueball, der ein farbloser Zusammenschluß mehrerer Gluonen (zum Beispiel zwei Gluonen, eins mit der Farbe rot-anti-blau und das andere mit der Farbe blau-anti-rot) sein soll.

### 1.2.2 Strange Quarks

Da sich diese Arbeit mit dem Lambda, also dem leichtesten Hyperon (schwere Hadronen)<sup>1</sup>, beschäftigt, soll auf dieses ein wenig näher eingegangen werden. Das zuerst entdeckte Teilchen (1946 von G.D. Rochester und C.C. Butler in Manchester), das ein Strange-Quark trägt, war das  $K^0$ . Aufgrund der in Nebelkammer-Zerfällen beobachteten Zerfallsform, die an ein V erinnert, wurde es zuerst V-Teilchen genannt. Wenig später wurde dann in der kosmischen Strahlung das Lambda entdeckt. Da Lambda und  $K^0$  neutrale Teilchen sind, konnten sie nicht über die elektromagnetische Wechselwirkung in Teilchendetektoren beobachtet werden, sondern es wurde über ihre geladenen Zerfallsprodukte auf ihre Existenz geschlossen, im Fall des Lambdas sind das ein Proton und ein negativ geladenes Pion.

Das Besondere beim Zerfall des Lambdas war die Beobachtung, daß es zwar relativ einfach zu erzeugen war, aber sehr langsam wieder zerfiel. Die bis dato beobachteten instabilen Teilchen hatten eine Lebensdauer in der Größenordnung von  $10^{-24}$  Sekunden, während das Lambda  $10^{-10}$  Sekunden existiert. K. Nishijama und A. Pais kamen zu dem Schluß, daß die Erzeugung und der Zerfall des Lambdas auf zwei verschiedenen Wechselwirkungen beruhen; Zerfälle, die auf der schwachen Wechselwirkung beruhen, liegen nämlich typischerweise gerade in der Größenordnung von  $10^{-10}$  Sekunden. Die paarweise Erzeugung, auch assoziierte Produktion genannt, erfolgt hingegen über die starke Wechselwirkung. Die Tatsache, daß bei der Erzeugung eines Strange-Quark auch immer ein Anti-Strange-Quark entsteht, deutet auf die Erhaltung einer Quantenzahl hin, nämlich der von M. Gell-Mann, T. Nakano und K. Nishijama eingeführten Strangenesszahl  $S$ . Diese ist so definiert, daß alle Teilchen, die ein Strange-Quark tragen, also zum Beispiel das Lambda,  $K^-$  und  $\bar{K}^0$  die Seltsamkeit  $S = -1$  erhalten, solche, die ein Anti-Strange-Quark tragen  $S = 1$ , und Teilchen wie Protonen und Neutronen, die kein Strange-Quark tragen,  $S = 0$ . Die Besonderheit bei Zerfällen über die schwache Wechselwirkung ist, daß die Seltsamkeits-Quantenzahl nicht erhalten bleiben muß, deswegen können also zwei nicht-seltene Teilchen, nämlich Proton und Pion

---

<sup>1</sup>Der Name Hyperon leitet sich aus der Tatsache ab, daß diese Teilchen selber wieder „schwere“ (von hyperos, griech.: schwer) Zerfallsprodukte haben. Bei steigender Kollisionsenergie wurden weitere Hyperonen entdeckt, nämlich  $\Sigma$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$ .

entstehen; bei einem Zerfall über die starke Wechselwirkung wäre dies nicht möglich.

In Nukleon-Nukleon-Kollisionen kann die Erzeugung eines Lambdas zum Beispiel nach den zwei folgenden Schemata ablaufen: (es handelt sich hier sozusagen um „Minimal“-Beispiele, natürlich können auch Prozesse auftreten, in denen mehr Teilchen im Endzustand involviert sind)

( $E_{th}$  steht für die Schwellenenergie im Schwerpunktsystem,  $N$  steht für Nukleon)

a) assoziierte Produktion, es entsteht ein Lambda und ein Anti-Strange tragendes Meson:

$$N + N \rightarrow N + \Lambda + K \quad (E_{th} = 2.55\text{GeV})$$

b) Lambda-Paarproduktion, es entsteht ein Lambda und ein Antilambda:

$$N + N \rightarrow N + N + \Lambda + \bar{\Lambda} \quad (E_{th} = 4.11\text{GeV})$$

Es wird deutlich, daß die Schwellenenergie für den ersten Prozeß niedriger ist, weswegen dieser bei kleinen Energien der dominante ist. Die Schwellenenergie bleibt auch dann noch unter dem Wert für den zweiten Prozeß, wenn im Endzustand zusätzliche Pionen entstehen. Da Antilambdas aber nur über die Paarproduktion entstehen, wird eine weitaus geringere Anzahl an Antilambdas gemessen.

Geht man von Nukleon-Nukleon-Kollisionen weiter zu Hadron-Hadron Kollisionen ( $H_a + H_b$ ) gibt es weitere Möglichkeiten der Entstehung von Lambdas. Es sei als Beispiel die inelastische Pion-Nukleon-Wechselwirkung,  $H_a = \pi$  und  $H_b = N$  aufgegriffen:

$$\pi + N \rightarrow \Lambda + K \quad (E_{cm} > 1.61\text{GeV})$$

Diese liefert wegen der hohen Pionendichte und des großen Wechselwirkungsquerschnittes im Endzustand einen erheblichen Anteil an entstehenden Lambdas. Im Modell eines hadronisierten Quark-Gluon-Plasmas sieht die Entstehung von Lambdas ganz anders aus, sie wird als Vereinigung von den frei beweglichen  $u$ ,  $d$  und  $s$ -Quarks beschrieben. Mehrfach seltsame Teilchen wie das  $\Omega$  und das  $\Xi$  können natürlich ebenfalls über assoziierte- oder Paarproduktion entstehen, jedoch ist wegen der damit verbundenen hohen Schwellenenergie die Erzeugung durch inelastische Pion-Hyperon-Wechselwirkung der entscheidende Prozess:

$$\pi + \Lambda \rightarrow \Xi + K$$

und

$$\pi + \Xi \rightarrow \Omega + K$$

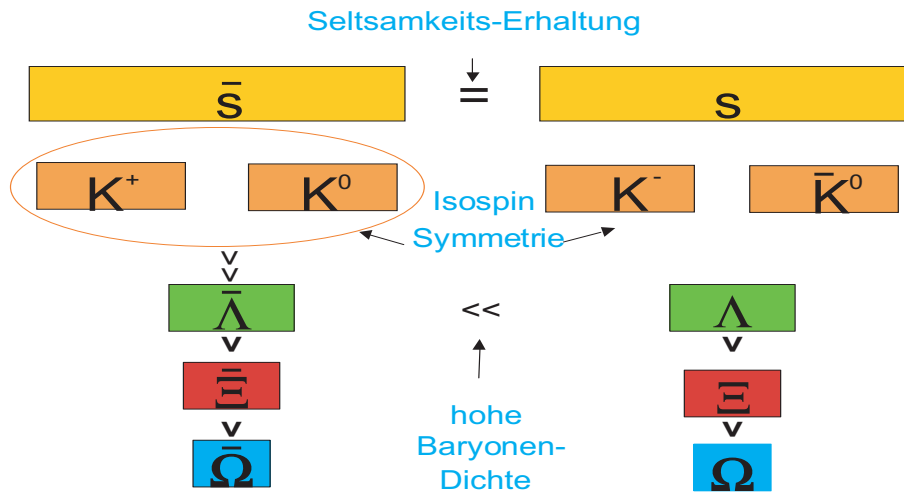


Abbildung 1.2: Die in Blei-Blei-Kollisionen entstehenden Seltsamkeits-tragenden Teilchen. Aufgrund der Tatsache, daß die Netto-Seltsamkeit in der Reaktion immer null sein muß, muß Gleichheit zwischen der linken und der rechten Seite bestehen. Bei den Kaonen, die den Hauptteil der in der Reaktion entstehenden Seltsamkeits-tragenden Teilchen ausmachen, besteht ungefähr Gleichheit zwischen  $K^+$  und  $K^0$  sowie zwischen  $K^-$  und  $\bar{K}^0$  aufgrund der Isospin-Symmetrie. Wegen der hohen Baryonen-Dichte in der Kollision, entstehen mehr Lambdas als Antilambdas. Aus diesem Grund herrscht ungefähr Gleichheit zwischen den Kaonen und Lambdas auf der rechten Seite, nicht aber zwischen Kaonen und Antilambdas auf der linken Seite. Die Kaonen sind nur von der totalen Seltsamkeit abhängig, während die Lambdas auch von der Baryonen-Dichte abhängen.

Das Verhältnis von Teilchen, die Seltsamkeit tragen zu solchen, die Anti-Seltsame Quarks tragen ist schematisch in der Abbildung 1.2 dargestellt. Die Produktion der K-Mesonen ist also nur sensitiv auf die totale in der Produktion entstehende Seltsamkeit (wobei natürlich immer beachtet werden muß, daß die Netto-Strangeness in jeder Reaktion null sein muß), während die Entstehung der Lambdas mit der Baryondichte ansteigt. Das liegt daran, daß Lambdas eben nicht nur durch Paarproduktion, sondern auch vor allem über die inelastische Pion-Nukleon-Wechselwirkung entstehen können.



Wechselwirkung	Stärke (relativ)	Reichweite (m)	Wechselwirkung zwischen	Feldquanten (Eichbosonen)
starke	1	$\approx 10^{-15}$	Farbladungen und Quarks	Gluonen $g$
elektromagnetische	$10^{-2}$	$\infty$	elektrischen Ladungen	Photonen
schwache	$10^{-14}$	$\approx 2 \cdot 10^{-18}$	Leptonen und Hadronen	$W^+$ , $W^-$ und $Z^0$ Bosonen
Gravitation	$10^{-38}$	$\infty$	allen Teilchen	Gravitonen

Tabelle 1.4: Wechselwirkungen, ihre relativen Stärken und Reichweiten

## 1.3 Confinement

Während die Elementarteilchen in drei Familien aufgeteilt werden, so wird zwischen vier elementaren Wechselwirkungen unterschieden. Die uns vertrauteste Kraft ist die Gravitationswechselwirkung, sie ist im mikroskopischen Bereich jedoch –relativ zu den anderen gesehen– die schwächste. Eine weitere Wechselwirkung, die auch im Alltag auftritt, ist die elektromagnetische; die starke und die schwache Kraft spielen erst im mikroskopischen Bereich eine Rolle.

Wie in Tabelle 1.4 dargestellt, hat jede Wechselwirkung ihr eigenes Vektorboson, also ein Teilchen mit ganzzahligem Spin, das die Wechselwirkung überträgt. Außer für das hypothetische Graviton wurden für alle diese Teilchen experimentelle Hinweise gefunden. Das Feldquant der starken Wechselwirkung wird Gluon genannt (von glue, engl.: Leim, Kleber), es hat Spin 1 und ebenso wie das Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung keine Ruhemasse. Jedoch ist seine Reichweite wegen der Farbe, die diese Teilchen tragen, nicht unendlich.

Es wird eine charakteristische Lebensdauer der Teilchen beobachtet, in Abhängigkeit von der Wechselwirkung, nach der es zerfällt. Am längsten leben Teilchen, die nach der schwachen Wechselwirkung zerfallen, nämlich in der Größenordnung von  $10^{-10}$  Sekunden, gefolgt von solchen, die nach der elektromagnetischen Wechselwirkung zerfallen, nämlich mit einer Lebensdauer von  $10^{-16}$ s. Zerfälle nach der starken Wechselwirkung spielen sich auf einer Zeitskala der Größenordnung  $10^{-23}$ s ab. Die Leptonen „sehen“ nur die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung, während die Quarks auch der starken Wechselwirkung unterliegen, denn diese bindet sie in Hadronen.

Das erstaunlichste Phänomen der starken Wechselwirkung liegt darin, daß sie nicht -wie die elektromagnetische Wechselwirkung- mit größerer Entfernung abnimmt, sondern stattdessen zunimmt. Das Potential der starken Wechselwirkung wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

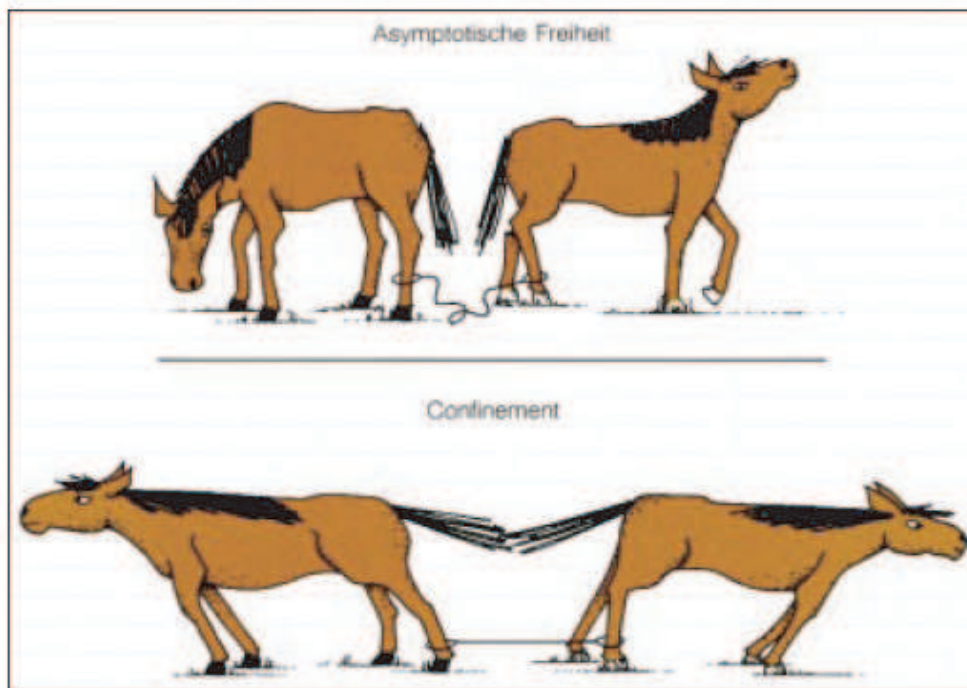


Abbildung 1.3: Die Art der Bindung ist hier durch das Seil dargestellt, das die beiden Pferde aneinanderkoppelt. Stehen sie dicht zusammen, merken sie die Bindung gar nicht (asymptotische Freiheit). Andererseits können sie nie weit voneinander entfernen (Confinement).

$$V_{stark}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_{stark}(r)}{r} + k \cdot r \quad (1.1)$$

Hierbei ist  $\alpha_{stark}$  die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und  $4/3$  ein Farbfaktor. Der erste Term beschreibt den Ein-Gluon-Austausch und ist der dominante Teil bei kleinen Abständen. Der zweite Term hingegen beschreibt nun die Selbstwechselwirkung des Farbfeldes und führt zum Einschluß farbgeladener Teilchen in Hadronen. Die Kraft, die zwischen zwei Quarks wirkt, kann wie ein sie verbindendes Gummiband beschrieben werden, das immer mehr Kraft erfordert, umso weiter die zwei Quarks voneinander getrennt werden sollen. Die entsprechenden Feldlinien sind in Abbildung 1.4 dargestellt.

Dieses wird als Confinement (engl.: Gefangenschaft) bezeichnet, die Quarks sind also sozusagen im Hadron eingesperrt, vergl. dazu Abbildung 1.3.

Mit zunehmendem Abstand steigt die Feldenergie  $k \cdot r$  soweit an, daß es energetisch günstiger wird, aus der Feldenergie ein neues Quark-Anti-Quark-Paar zu bilden. Diese beiden neuen Teilchen rekombinieren anschließend mit den schon vorhandenen Quarks zu zwei farbneutralen Hadronen. Auf diese Weise wird heutzutage zu erklären versucht, warum keine freien Quarks beobachtet werden können.

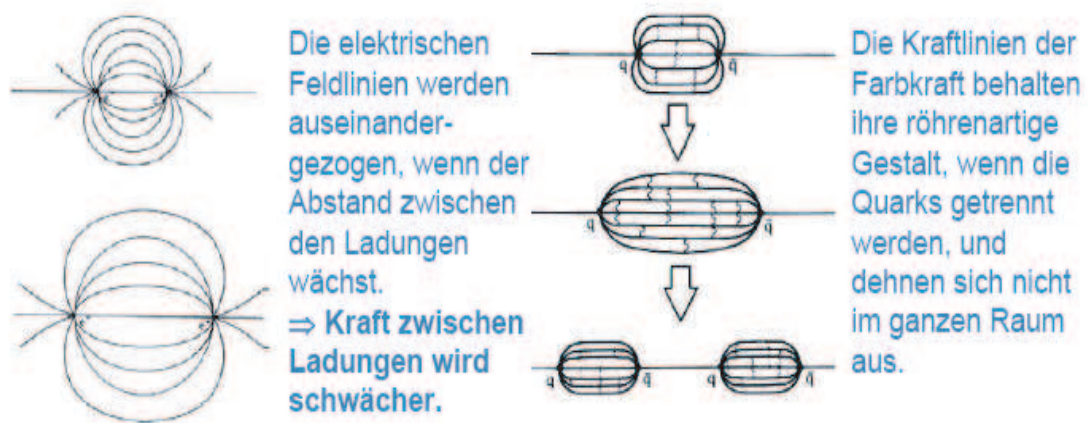


Abbildung 1.4: Die Feldlinien der elektromagnetischen Wechselwirkung gemäß der QED und der starken Wechselwirkung gemäß der QCD im Vergleich.

Die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD), welche die Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung ist. Alle Teilchen werden durch Felder und die Wechselwirkungen zwischen ihnen durch virtuelle Austauschteilchen beschrieben. Im engeren Sinne „virtuell“ heißen Teilchen, die nur im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation existieren können. Diese besagt, daß für reelle Teilchen die Beziehung:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$$

gilt. Kurzzeitig kann es aber Teilchen  $x$  großer Masse geben. Um dabei die Energieerhaltung nicht zu verletzen, müssen diese der Beziehung

$$E_x \cdot t_x \leq \hbar$$

gehören. Haben diese Teilchen die Energie  $E_x$ , so ist ihre Lebensdauer  $t_x$  durch diese Beziehung begrenzt.

Wie dem Wort Quantenchromodynamik entnommen werden kann, haben hier Farben (von *chromos*, griech.: Farbe) eine gewisse Bedeutung; diese sind Ladungen der starken Wechselwirkung entsprechend der  $SU(3)$  Symmetriegruppe, in der gleichen Weise wie die elektromagnetische Ladung in der  $U(1)$  Symmetriegruppe. Die Farbladung ist also die Ladung der starken Wechselwirkung, und zwar tragen beide -Quarks und Gluonen- Farbe, was auch zu der außerordentlichen Tatsache führt, daß die Teilchen und ihre Austauschteilchen miteinander gekoppelt sind, und die Kopplungskonstante für große Abstände (oder kleine Impulsüberträge) zunimmt. Es gibt drei verschiedene Farben (rot, grün und blau) und drei Anti-Farben (anti-rot, anti-grün und anti-blau), die in Kombination miteinander einen farbneutralen Zustand ergeben sollen, ähnlich dem Weiß des Fernsehbildschirmes. Alle Hadronen, die wir beobachten, sind auf solche Art und Weise zusammengesetzt, daß sie als farbneutrale Gebilde in Erscheinung treten. Die Mesonen sind farblos, da Quarks Farbe

und Anti-Quarks Anti-Farbe tragen. Wie oben schon erwähnt, tragen auch die Gluonen Farbe und zwar genauer eine Kombination aus Farb- und Anti-Farbladungen, insgesamt soll es 8 verschiedene Farbeinstellungen für die Gluonen geben.

Ein Weg, „softe“ Prozesse, die bei einer typischen Längenskala von 1 fm bzw. einer Impulsskala von 200 MeV auftreten, zu beschreiben, ist die perturbative Quantenchromodynamik, deren Rechnungen auch den Phasenübergang zur Phase des deconfinement zu beschreiben versuchen. Wegen der Stärke der Wechselwirkung und der Selbstwechselwirkung des Farbfeldes taucht jedoch das Problem auf, daß unendlich viele Terme berücksichtigt werden müssen. Dieser enorme Rechenaufwand kann nicht bewältigt und somit die Teilchenerzeugung in soften Prozessen nicht mit den Gleichungen der QCD beschrieben werden; daher entstanden eine Reihe von phänomenologischen Modellen. Es wird zwischen mikroskopischen und statistischen Modellen unterschieden, erstere beinhalten QCD-inspirierte dynamische Simulationen des Kollisionsprozesses und letztere behandeln die Dynamik nicht im Detail, sondern verfolgen eine thermodynamische Herangehensweise. Eine eingehendere Beschreibung der Modelle findet sich im nächsten Kapitel.

### 1.4 Das Quark Gluon Plasma

*“The ‘smoking gun’ still needs to be found.”*

*(M. Gyulassy auf der Quark Matter Konferenz 1987. (Inzwischen hat er jedoch seine Meinung revidiert.))*

Physiker vergleichen einen Atomkern gerne mit einem Flüssigkeitstropfen, weil die Kräfte zwischen den Nukleonen, den Protonen und den Neutronen, ähnliche Eigenschaften besitzen wie die Kräfte zwischen den Molekülen einer Flüssigkeit. Eine Flüssigkeit verdampft, wenn sie erhitzt wird. Bei noch höheren Temperaturen wandelt sich das Gas in ein Plasma um. Bei diesem Phasenübergang trennen sich sogar die Elektronen von den Atomrümpfen. Seit längerer Zeit schon versuchen die Physiker, auch die „flüssige“ Kernmaterie in einen Plasmazustand zu versetzen. Mit steigender Temperatur „verdampfen“ immer mehr Nukleonen von der Oberfläche eines Kerns. In der Gasphase besteht die Atommaterie dann aus leichten Atomkernen sowie ungebundenen Protonen und Neutronen. Wenn dieses Gas immer mehr verdichtet wird, beginnen sich die Nukleonen zu durchdringen. In der unmittelbaren Nachbarschaft eines Quarks befinden sich dann nicht nur seine beiden Partner, sondern viele andere Quarks und Gluonen, die sich nahezu wie freie Teilchen bewegen.

Obwohl die Quarks wie gesagt normalerweise in Hadronen „eingesperrt“ sind, haben QCD Rechnungen gezeigt, daß sie sich bei sehr hohen Energiedichten wie freie Teilchen bewegen können. Wenn Hadronen soweit komprimiert werden, daß sich ihre Grenzen im Raum überlappen, sollen die Quarks nicht länger gebunden (confinement) sein, sondern sich wie freie Teilchen im ganzen System bewegen können.

Dieser neue Materiezustand wird Quark-Gluon-Plasma (QGP) genannt oder auch eine partonische Phase, da Quarks und Gluonen zuweilen auch als Partonen bezeichnet werden. Sind Quarks und Gluonen in Hadronen gebunden, kann das MIT-Bag-Modell angewendet werden, [3]. Dort werden die Hadronen als Blasen im Vakuum betrachtet, deren Größe von dem Druck abhängt, der vom Vakuum auf die Blase wirkt. Dieser wird als universell für alle Hadronen angenommen, nämlich als Bag-Konstante  $B$ , und kann durch den Protonen-Radius abgeschätzt werden. Unter der Annahme eines Protonenradius von 0.9 fm ergibt sich, basierend auf der Dirac-Gleichung für masselose Teilchen, eine Bag-Konstante von  $B = 234 \text{ MeV fm}^{-3}$ . Es herrscht ein Gleichgewicht zwischen dem kinetischen Druck der Quarks im Inneren der Blase und dem Vakuumdruck außerhalb der Blase; die Hadronen stellen ein farbneutrales Gebilde dar. Wird nun Temperatur und/oder Dichte vergrößert, so kann der kinetische Druck überwiegen, die Blasen beginnen sich zu überlappen und es entsteht der ungebundene Zustand des QGP (deconfinement). Der Gleichgewichtszustand des Systems kann über die Thermodynamik beschrieben werden, wobei der Zustand über eine kleine Anzahl von makroskopischen Parametern definiert werden kann.

Um diese hohe Dichten (die notwendige Hadronendichte wird auf das 5- bis 10-fache der Grundzustandsdichte der Kernmaterie ( $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ) geschätzt, die Energiedichte wächst von  $\epsilon_0 = 0.16 \text{ GeV/fm}^3$  auf 1-3  $\text{GeV/fm}^3$  an) zu erreichen, werden im Labor schwere Atomkerne mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten auf ruhende Atomkerne geschossen. Die Kerne verschmelzen daraufhin miteinander und formen für extrem kurze Zeit den sogenannten Feuerball, wobei Temperatur und Dichte drastisch ansteigen. Liegt die Energiedichte innerhalb dieses Feuerballs über dem kritischen Wert von 1  $\text{GeV/fm}^3$  (die korrespondierende kritische Temperatur  $T_c$  soll nach einer Abschätzung durch QCD-Gitterrechnungen in der Größenordnung von 200 MeV liegen), so wird davon ausgegangen, daß der Phasenübergang zum QGP stattgefunden hat. Abbildung 1.5 zeigt eine schematische Darstellung des Phasendiagramms der hadronischen Materie.

Es wird vermutet, daß im Inneren von Neutronensternen (in Abbildung 1.5 ganz unten rechts anzusiedeln) ebenfalls QGP-Zustände vorliegen, da dort eine ausreichend hohe Baryondichte vorliegen müßte. Eine andere Region, in der Bedingungen herrschen, die für ein QGP notwendig sind, ist die der hohen Temperaturen, also oben links im Diagramm zu finden, wo der Urknall angesiedelt wird.

Als wichtigste Experimente seien in Reihenfolge aufsteigender Strahlenergie genannt: das Alternating Gradient Synchrotron (AGS) in Brookhaven, das Super-Proton-Synchrotron (SPS) am CERN (Conseil Européene de la Recherche Nucléaire) in Genf und der Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) auf Long Island (Brookhaven). Die maximale Schwerpunktsenergie pro Nukleon, die am RHIC erreicht werden kann entspricht  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , also ungefähr dem zehnfachen des Maximums von SPS. Der sich noch im Bau befindliche Large Hadron Collider (LHC) wird  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  erreichen, also mehr als das zwanzigfache von RHIC.

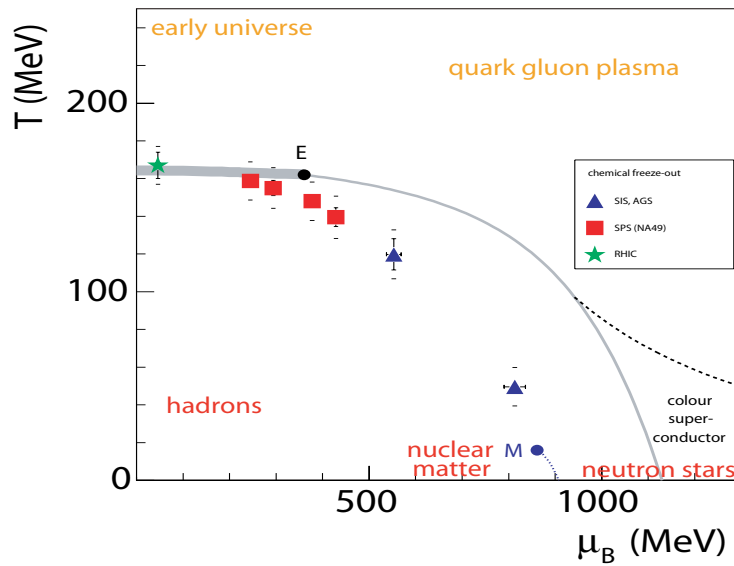


Abbildung 1.5: Ein mögliches Phasendiagramm der Kernmaterie: Aufgetragen ist das baryo-chemische Potential  $\mu_b$  (dieses stellt ein Maß für die Baryonendichte dar) gegen die Temperatur.

Bei den ersten Experimenten Mitte der achtziger Jahre am CERN und am Brookhaven National Laboratory (BNL) bei New York wurden relativ leichte Atomkerne, etwa Sauerstoff oder Schwefel, als Projektile verwendet. Es blieb dabei unklar, ob die in dem Feuerball vorhandene Energie ausreichte, ein hinreichend großes Volumen zu erhitzen. Sowohl in Brookhaven als auch in Genf wurde deshalb begonnen, die bestehenden Beschleuniger für schwerere Kerne auszulegen. Im November 1994 wurde am CERN ein Vorbeschleuniger - der „Blei-Injektor“ - in Betrieb genommen, der Blei-Ionen in einen ringförmigen Beschleuniger einspeist. Die bisher durchgeführten Experimente lassen darauf schließen, daß genügend hohe Dichten erreicht werden. Zum Beispiel liegt bei der höchsten SPS Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV pro Nukleon eine Anfangsdichte von  $3.2 \text{ GeV/fm}^3$  vor, was bedeutend über der kritischen Energiedichte von  $1 \text{ GeV/fm}^3$  liegt. Dennoch haben die experimentellen Ergebnisse noch keine eindeutige Interpretation gefunden, ob ein QGP Plasma vorliegt oder nicht, heiße Diskussionen sind noch immer im Gange. Die Hauptschwierigkeit in der Interpretation liegt darin, daß der Endzustand (final state) durch die gesamte zeitliche Entwicklung des kollidierenden Systems festgelegt wird. Das heißt, aufgrund des noch immer relativ geringen Verständnisses der Theorie ist es schwierig, auf die anfängliche Dynamik des Feuerballs durch die am Ende entstandenen und detektierten Hadronen zu schließen. Es wird deshalb nach sogenannten Signaturen des QGP gesucht, welche Rückschlüsse auf die anfängliche Energiedichte und den dort vorliegenden Materiezustand erlauben.

Was geschieht eigentlich in der Reaktion?

Da die Lebensdauer des in der Kollision entstehenden Feuerballs derart kurz ist ( $10^{-23}$  bis  $10^{-22}$  Sekunden), kann er nicht direkt beobachtet werden. Deswegen wird unter anderem die Analyse der in der Reaktion entstehenden Hadronen herangezogen, um Rückschlüsse zu ziehen (vergl. Abschnitt 1.5). Nach dem Stoß dehnt sich der Feuerball aus und kühlt dabei ab. Falls sich die Kernmaterie tatsächlich im Plasmazustand befunden hatte, erfolgt nun eine Umwandlung in den gasförmigen Zustand. Jeweils aus zwei oder drei Quarks bilden sich wieder Hadronen. Hierzu zählen beispielsweise Protonen, Neutronen und Pionen. Es entsteht aber auch eine Reihe exotischer Teilchen, worunter zum Beispiel die Hyperonen fallen. Aus der Häufigkeit der verschiedenen Hadronen und der Verteilung ihrer Impulse lassen sich wichtige Rückschlüsse auf die Vorgänge während des Stoßes ziehen. Bevor die Teilchen die zum Nachweis aufgestellten Detektoren erreichen, erleiden sie jedoch in dem immer noch heißen und dichten Gas viele Stöße. Dadurch verwischen sich die möglichen Spuren eines Phasenübergangs. Im Nachhinein ist daher nur schwer festzustellen, ob die Kernmaterie während des Stoßes tatsächlich im Plasmazustand gewesen ist. Der Vorgang der Formation von farbneutralen Baryonen und Mesonen wird als Hadronisierung bezeichnet; dieses findet statt, wenn infolge der Expansion das Sinken von Temperatur und Dichte eintritt. Danach stehen die Teilchen noch in Wechselwirkung miteinander und zwar in Form von inelastischen Stößen; die Teilchenmultiplizitäten relativ zueinander können sich also noch verändern. Der Moment, ab dem sich die Multiplizitäten nicht mehr verändern, ist der Punkt des chemical freeze-out (chemisches Ausfrieren), es finden danach keine inelastischen sondern nur noch elastische Stöße statt. Nun kommt es bei noch weiterer Expansion, also Vergrößerung des Abstandes der Teilchen, zum thermischen Ausfrieren (kinetical freeze-out), danach ändert sich auch die Impulsverteilung der Teilchen nicht mehr. Die Teilchen werden dann mit all ihren Eigenschaften im Detektor gemessen, und aus dieser Information wird versucht, Rückschlüsse darüber zu ziehen, ob ein QGP bei der Reaktion entstand oder nicht.

## 1.5 Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas

Da es kein alleinstehendes Kriterium für die Existenz eines QGP gibt, werden eine Reihe von Anzeichen untersucht, wie zum Beispiel die Zusammensetzung, die Verteilung und die Multiplizitäten der beobachteten Teilchen, siehe [6]. Das Vorgehen gleicht einem Indizienprozess, denn der Plasmazustand gilt nur dann als bestätigt, wenn während eines Stoßes alle Kriterien gleichzeitig erfüllt sind. Da dieses aber nicht direkt aus der QCD abgeleitet werden kann, wurden für die Beschreibung phänomenologische Modelle aufgestellt, von denen viele statistischer Natur sind. Das heißt, es wird angenommen, daß die starke Wechselwirkung Systeme schnell in einen Gleichgewichtszustand bringt, so daß zur Beschreibung ihrer Eigenschaften der Formalismus der Thermodynamik angewendet werden kann.

Es werden zum Beispiel die Verteilungen der Leptonen und Photonen [4] untersucht,

welche in weitaus geringerem Maße als Hadronen vorkommen. Sie sollen hauptsächlich sensitiv auf die frühen Zeiten der Kollision sein, unterliegen nicht der starken Kraft und haben daher auch keine große Wahrscheinlichkeit, nach ihrer Entstehung mit anderen Teilchen in Wechselwirkung zu treten. Wenn also die frühe Phase wirklich heiß und von hoher Dichte ist, so sollte die Existenz thermischer Strahlung von Photonen und Elektronen einen Aufschluß darüber geben. Die Messung dieser Spektren hat zwar eine Reihe von interessanten Beobachtungen gegeben, aber die Interpretation ist noch nicht schlüssig. Die zwei um 1980 herum für SPS Energien erdachten Proben der Bildung des QGP sind die Seltsamkeits-Produktion und die Produktion des  $J/\psi$  Teilchens. Letzteres ist ein gebundener Zustand von einem Charm und einem Anti-Charm Quark. In einem QGP sollte eine Unterdrückung der  $J/\psi$  Produktion auftreten, aufgrund von Abschirmeffekten des anziehenden Potentials der Quark-Anti-Quark Paare durch die freien Farbladungen. Die zunächst in der Kollision entstehenden Charm-Anti-Charm-Paare bleiben nicht lange zusammen, wenn sich die Quarks im Plasma frei bewegen können, sondern paaren sich mit andersartigen Quarks. Ein Quark-Gluon-Plasma brächte demzufolge vergleichsweise wenige solcher Charm-Anti-Charm-Paare hervor - und genau das kann im Experiment beobachtet werden. Eine Abschätzung, wie selten die Charm-Paare aber sein sollten, läßt sich theoretisch durch den Vergleich mit Proton-Proton-Daten abschätzen. Deren Unterdrückung wird im Bereich großer Energiedichten ( $E > 2.5 \text{ GeV/fm}^3$ ) auch beobachtet, es können aber mehrere Erklärungen dafür gefunden werden.

Eine weitere mögliche Probe, die erst in der Energie-Region von RHIC eine Rolle spielt, das sogenannte Jet-Quenching. Damit wird die Verbreiterung der in Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen mit großen Impulsüberträgen entstehenden Hadronenjets bezeichnet. Diese Jets entstehen, wenn die in der Reaktion gestreuten Quarks hadronisieren. Propagieren die Quarks dann durch das dichte Medium, verlieren sie nicht nur Energie, sondern werden auch abgelenkt, weswegen eine Verbreiterung vorausgesagt wird. Als eine weitere Signatur sei der elliptische Fluß [7] genannt. Bei einem Phasenübergang wird erwartet, daß sich der Druck anomal verhält, und damit auch die kollektive Bewegung des Systems. Es werden der elliptische und der gerichtete Fluß untersucht, um mögliche Änderungen zu studieren.

Da sich diese Arbeit mit einer weiteren wichtigen Signatur –nämlich der Seltsamkeits-Produktion– beschäftigt, soll darauf im nächsten Kapitel etwas detaillierter eingegangen werden.



## 2 Modelle

*“We have no right to assume that any physical laws exist, or if they have existed up to now, that they will continue to exist in a similar manner in the future.”*

*(Max Planck, The Universe in the Light of Modern Physics, 1931)*

Wie bereits erwähnt, ist die Berechnung aller in einer Schwerionenkollision stattfindenden Ereignisse über Gleichungen der Quantenchromodynamik unmöglich, da sich rasch eine nahezu unendliche Anzahl von Gleichungen einstellt. Aus diesem Grund wurde eine Reihe von phänomenologischen Modellen entwickelt, unter denen statistische und dynamische Modelle unterschieden werden. Die statistischen Modelle basieren auf der Annahme, daß sich recht schnell ein Gleichgewicht einstellt und deswegen thermodynamische Überlegungen angestellt werden können. Es wird weiterhin zwischen solchen unterschieden, die ein Hadrongas (ohne partonische Phase) beschreiben und Modellen der frühen Phase (mit partonischer Phase), die also die Bildung des QGP zulassen.

### 2.1 Dynamisch mikroskopische Modelle

*“In my opinion progress in science is usually made by dropping assumptions.”*

*(David Bohm)*

#### 2.1.1 Glauber Modelle

Das Glauber-Modell berechnet Wirkungsquerschnitte von Nukleon-Kern sowie Nukleon-Nukleon-Reaktionen. Ihm liegen drei Annahmen zugrunde: zum einen sollen sich die kollidierenden Nukleonen durch gerade Trajektorien beschreiben lassen, desweiteren wird für jede Nukleon-Nukleon Reaktion ein konstanter Nukleon-Nukleon Wechselwirkungsquerschnitt angenommen (üblicherweise 30 mb bei SPS-Energien) und die Dichteverteilung der Nukleonen im Kern wird mit einer Woods-Saxon Verteilung beschrieben (vergl. Formel 2.2 weiter unten).

Eine schematische Darstellung einer Kern-Kern Reaktion wird in der Abbildung

2.1 gegeben. Dies kann in geometrischer Hinsicht als Ausgangspunkt des Glauber-Modells angesehen werden.

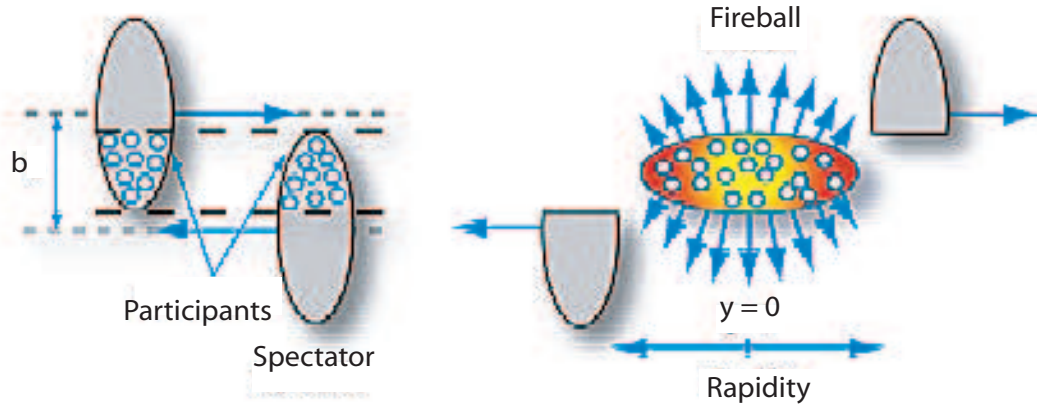


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines semi-zentralen Stosses.

Es ist ein „Superpositionsmodell“, das die Beschreibung von nuklearen Kollisionen als mehr oder weniger unabhängige Überlagerung von Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen erlaubt. Da die Teilchenproduktion nicht über einfache Prinzipien berechenbar ist, wird ein auf experimentellen Kern-Kern Wirkungsquerschnitten beruhendes Referenz-Modell benötigt. Dann kann die Annahme gemacht werden, daß die Kollision von Kernen als Überlagerung von Nukleon-Nukleon Kollisionen beschrieben werden kann.

Wenn zwei Kerne aufeinandertreffen, kann entweder ein elastischer oder inelastischer Stoß stattfinden, oder aber sie gehen ohne Reaktion auseinander. Da aber nur inelastische Stöße zu der Teilchenproduktion beitragen, werden im folgenden nur solche in Betracht genommen. Die Distanz zwischen den Trajektorien, die die Mittelpunkte der Kerne beschreiben, wird als der Stoßparameter  $b$  bezeichnet. Die Größe und die Form der Region, wo die Nukleonen der beiden Kerne kollidieren, ist durch diesen Parameter festgelegt. Für zentrale Kollisionen ist der Stoßparameter  $b = 0$ , und er steigt immer weiter an, je peripherer der Stoß wird. Es bestehen in der Literatur unter anderem drei verschiedene Bezeichnungen, um die Anzahl der elementaren Wechselwirkungen zu charakterisieren: number of wounded nucleons ( $N_{wound}$ ), number of participants ( $N_{part}$ ) und number of collisions ( $N_{coll}$ ). Die ersten beiden geben die Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen an. Die Number of wounded nucleons ergibt sich aus der Berechnung der Anzahl der inelastisch wechselwirkenden Nukleonen zweier Kerne innerhalb des Glauber-Modells. Einen Schritt weiter geht die Bestimmung der number of participants: hier werden auch die Nukleonen, die mit den in der Reaktion neu erzeugten Teilchen kollidieren, in Betracht gezogen. Die Berechnung erfolgt normalerweise durch einen string-hadronischen Monte-Carlo-Generator beruhend auf dem Glauber-Modell-Ansatz. Die Größe  $N_{part}$  ist also ein wenig größer als  $N_{wound}$ . Da aber die Wahrscheinlichkeit, für ein Nukleon mit einem produzierten Teilchen zusammenzustößen, relativ

gering ist, wird die Unterscheidung der beiden Zahlen erst für sehr periphere Stöße wichtig, also solche mit großem  $b$ , da in solchen Reaktionen die Anzahl der sogenannten Spektator-Nukleonen größer ist. Der Maximalwert der beiden Größen  $N_{part}$  und  $N_{wound}$  ist natürlich die Nukleonen-Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Kerne. Jedes Nukleon kann aber auch an mehr als einer primären Kollision teilnehmen, deswegen wird die gesamte Anzahl aller Zwei-Nukleon-Stöße als  $N_{coll}$  definiert, seien sie primär oder sekundär. Diese Zahl kann also viel größer als der Maximalwert für  $N_{part}$  und  $N_{wound}$  sein, nämlich die Gesamtzahl der Nukleonen der kollidierenden Kerne.

Das einfachste geometrische Modell eines Kerns ist das einer „harten Schale“, es wird eine gleichmäßige Dichte über den ganzen Kern angenommen, der einen Radius  $R_A = 1.12 \cdot A^{1/3}$  hat, also von der Ordnungszahl  $A$  abhängt. In dieser einfachen Geometrie können die Werte von  $N_{wound}$  und  $N_{coll}$  für  $b = 0$  analytisch berechnet werden.  $N_{wound}$  ist in diesem Fall einfach  $\approx 2A$ , weil sich für zentrale Stöße alle Nukleonen treffen sollten, während sich  $N_{coll}$  aus dem Wechselwirkungsquerschnitt  $\sigma$  ergibt:

$$N_{coll} = \frac{9}{8} \frac{A^2}{\pi R_A^2} \sigma_{coll} = 0.29 fm^{-2} A^{4/3} \sigma_{coll} \quad (2.1)$$

Unter Verwendung des total inelastischen Proton-Proton Wirkungsquerschnittes  $\sigma = 30$  mb, ergibt sich  $N_{coll} \approx A^{4/3}$  für zentrale Kollisionen. Ein realistischeres Modell für das Kernpotential ist allerdings das Woods-Saxon-Modell, welches folgende Verteilung für die Kerndichte bereithält:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + e^{((r-R_A)/d)})} \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $R_A$  der oben angegebene Kernradius,  $\rho_0$  ist eine Normierungskonstante,  $d$  ist die Dicke der Region, wo die Dichte gegen Null geht. Für  $^{208}\text{Pb}$  haben diese Parameter die folgenden Werte:  $R_A = 6.62$  fm und  $d = 0.546$  fm, was sich aus Elektron-Scattering Experimenten bei niedrigen Energien ergibt. Die daraus resultierende Normierungskonstante ist  $\rho_0 = 0.16 \text{fm}^{-3}$ . Unter Verwendung dieser Verteilung kann die Abhängigkeit von  $N_{wound}$  und  $N_{coll}$  vom Stoßparameter  $b$  numerisch berechnet werden.

### 2.1.2 Teilchenproduktion in Superpositionsmodellen

Das einfachste –und analytisch berechenbare– Modell ist die Vorstellung der Kern-Kern-Reaktionen als Überlagerung von unabhängigen Nukleon-Nukleon Reaktionen, das sogenannte Wounded Nucleon Modell. Kompliziertere Modelle, die Kohärenzeffekte, Energieverlust in sekundären Stößen oder Wechselwirkung zwischen den

produzierten Teilchen miteinbeziehen, werden über mikroskopische Modelle definiert. Als erstes soll das oben genannte Wounded-Nucleon-Modell erwähnt werden, welches bei den Messungen der totalen Multiplizität in Proton-Kern Reaktionen entwickelt wurde [12]. Die Annahme, die hier gemacht wird, ist, daß die Teilchenmultiplizitäten in Kern-Kern Reaktionen folgendermaßen aus den Multiplizitäten in Nukleon-Nukleon Reaktionen berechenbar sind:

$$\langle n \rangle_{AA} = \frac{N_{wound}}{2} \langle n \rangle_{pp}$$

Das impliziert aber, daß Nukleonen, die mehrere Stöße erfahren, das gleiche Verhalten zeigen, wie Nukleonen, die nur einmal stoßen. Es ist auf der anderen Seite ebenso sinnvoll anzunehmen, daß die Teilchen-Produktion mit der Anzahl der Zwei-Teilchen Stöße ansteigt. Detailliertere Extrapolationen des Übergangs von Nukleon-Nukleon-Reaktionen zu Kern-Kern-Reaktionen kommen aus mikroskopischen Monte-Carlo (MC) Modellen. Es stehen eine große Anzahl verschiedener MC-Modelle zur Verfügung, sie lassen sich unter anderem durch folgendes Kriterium grob in zwei grobe Klassen einteilen: solche, die Streuung zwischen produzierten Teilchen miteinbeziehen und solche, die das nicht tun. Zur ersten Kategorie zählen z.B. VENUS, RQMD [13], UrQMD [14] und HSD, während FRITIOF, LEXUS und HIJING zur zweiten Kategorie zählen. Es können mit ihnen nicht nur Aussagen über Teilchenmultiplizitäten, sondern auch über Nicht-Gleichgewichtsprozesse und die Reaktionsgeometrie (z.B. Fluss) getroffen werden. Eine partonische Phase wird in diesen Modellen aber nicht explizit eingeführt.

### 2.1.3 RQMD

Als Beispiel für Superpositionsmodelle soll kurz auf RQMD eingegangen werden, welches 1989 von H.Sorge et al. entwickelt wurde. Der RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) Event-Generator basiert auf einer Glauber-Modell-Rechnung, in der sich ausgedehnte Strings bilden, wenn zwei Nukleonen in einer Nukleon-Nukleon-Reaktionen aufeinandertreffen.

Mit dem Wort „String“ wird das Farbfeld bezeichnet, das die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks beschreibt. Diese Strings zerfallen dann nach und nach in Hadronen. In dem Modell wird angenommen, daß der zwischen den kollidierenden Nukleonen ausgetauschte Impuls von einem Quark in jedem Nukleon aufgenommen wird, was zur Folge hat, daß ein Quark-Antiquark Paar entsteht. Die Wahrscheinlichkeit, ein leichtes Quark-Antiquark Paar zu formen, ist ungefähr dreimal größer, als die für ein Strange-Anti-Strange-Paar. Diese Wahrscheinlichkeiten hängen nicht von der totalen Energie des Strings ab, sondern ergeben sich aus der Energiedichte im String und den Quarkmassen. Das Verhältnis zwischen der Produktion von seltsamen zu nicht-seltsamen Quarks bei der String-Fragmentation ist der wichtigste Parameter, welcher zum Beispiel das Kaon zu Pion Verhältnis im Endzustand bestimmt. Wenn sich zwei Teilchen nahe genug kommen, haben sie eine bestimm-

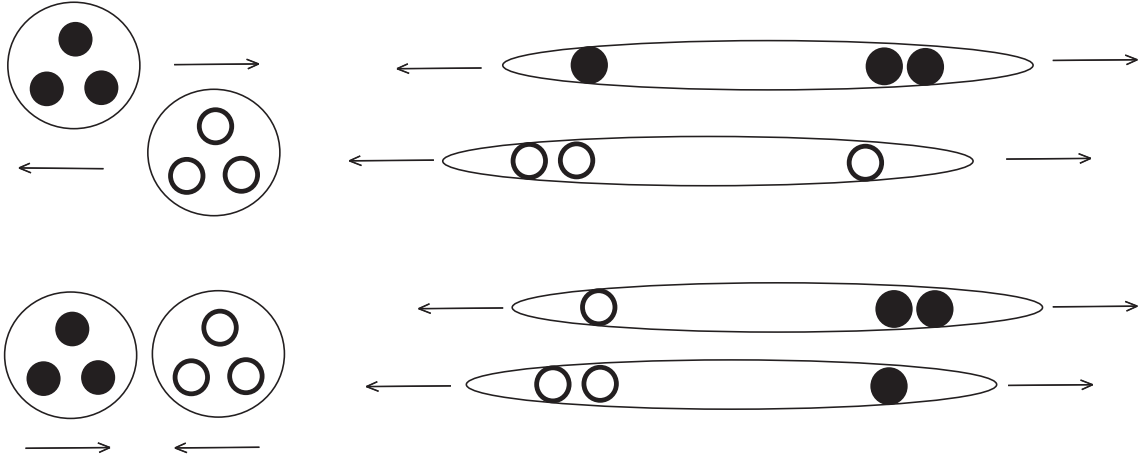


Abbildung 2.2: Erzeugungs-Mechanismen eines angeregten Strings: Die oberen beiden Bilder zeigen einen Impulsaustausch zwischen den Partonen der beiden kollidierenden Nukleonen. Dabei können sich zwischen den Partonen eines Nukleons Strings aufspannen (rechts oben). Kommt es jedoch zu einem Farbaustausch, wie in den unteren beiden Bildern dargestellt, können sich Strings zwischen den Konstituenten verschiedener Nukleonen bilden (rechts unten).

te Wahrscheinlichkeit, miteinander in Wechselwirkung zu treten. Die Wechselwirkungsquerschnitte für Rescattering werden in der RQMD auf der Basis von relativ einfachen Resonanzmodellen berechnet, welche durch experimentelle Daten, soweit diese zur Verfügung stehen (z.B. also Pion-Nukleon und Kaon-Pion Scattering), verifiziert werden. Der Zerfall von schweren Resonanzen, die durch aufeinanderfolgende inelastische Stöße entstehen, führt zu einem Anstieg der Kaon-Produktion. Das Kaon zu Pion Verhältnis, das mit der RQMD unter Miteinbeziehung von Rescattering und Color-Rope-Formation berechnet wurde, steht in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von AGS. Color Ropes entstehen, wenn zwei Strings in Raum und Zeit überlappen, sie sind also den Strings ähnlich, haben aber höhere Farbladungen an ihren Enden.

## 2.2 Statistische Modelle

Einen völlig anderen Weg zur Beschreibung von Schwerionenkollisionen beschreiten die statistischen oder auch thermodynamischen Modelle, denn sie behandeln nicht die Kollision zwischen einzelnen Teilchen im Detail. Vielmehr beruhen sie auf der Annahme, daß sich die produzierten Teilchen im Gleichgewicht befinden, das heißt, daß sich ein Makrozustand mit maximaler Entropie bildet. In der statistischen Physik wird die Unterscheidung zwischen dem mikrokanonischen Ensemble gemacht, in dem alle Erhaltungssätze streng erfüllt sein müssen, dem kanonischen Ensemble, wo nur noch die Erhaltungssätze für Quantenzahlen (also Baryonenzahl, aber auch

Ladung etc.) streng erhalten sein müssen und schließlich dem großkanonischen Ensemble, wo weder die Erhaltungssätze für Quantenzahlen noch die Erhaltungssätze der Bewegung (z.B. Energie und Impuls) streng erhalten sein müssen. Das Wort streng meint in diesem Sinn, daß eine Größe für jeden einzelnen Mikrozustand erhalten ist, das heißt im kanonischen und groß-kanonischen Ensemble gibt es nicht mehr eine feste System-Energie, sondern einen Mittelwert der Energie, welcher der erhaltenen Energie im mikrokanonischen Ensemble entspricht. Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß in der relativistischen Statistik nie die Erhaltung der Teilchenzahl gefordert wird, da sonst keine Teilchenerzeugung und -vernichtung möglich wäre. Für den Übergang vom mikrokanonischen zum großkanonischen Ensemble bedeutet das Wegfallen z.B. der strengen Erhaltung der Energie und der Quantenzahlen die Einführung eines neuen freien Parameters, in diesem Falle der Temperatur und eines chemischen Potentials.

### 2.2.1 Das Hadrongas Modell

Dieser Ansatz stammt ursprünglich von Fermi und Landau, Hagedorn [15] hat ihn später sozusagen „wiederbelebt“. Ihre Arbeit bildet die Basis des sogenannten thermodynamischen Hadrongas-Modells, welches eine breite Anwendung in der Beschreibung von Kern-Kern Kollisionen findet. Es findet sich hier eine Beschreibung des hadronischen Endzustands durch thermodynamische Größen wie Druck, Temperatur, Energie und Entropie; das System wird als Ensemble behandelt. Die unabhängigen Parameter sind die Temperatur, das baryochemische Potential und das Volumen, alle anderen Größen wie Isospin  $I$  und Seltsamkeit  $S$  werden in Erhaltungssätzen berücksichtigt.

Diese freien Parameter  $T$  und  $\mu_B$  werden durch Anpassungen an die Daten bestimmt. In einem Spezialfall wurden die Parameter dann unter der Annahme  $E/N = 1$  GeV durch einen Fit an die Daten bestimmt, siehe [16]. Dadurch sind die beiden Parameter  $T$  und  $\mu_b$  nicht mehr unabhängig voneinander. Durch diese Fitprozedur an die experimentellen Daten kann das Modell an sich keine Vorhersage über die Abhängigkeit von der Kollisionsenergie  $\sqrt{s_{NN}}$  machen. Wird jedoch die Abhängigkeit der Temperatur und des baryochemischen Potentials von der Kollisionsenergie parametrisiert, so können die Teilchenmultiplizitäten unter Verwendung dieser Parametrisierung als Funktion der Kollisionsenergie berechnet werden.

Die grundlegende Idee des Hadrongas-Modells ist, den Endzustand der Kollision als ein Gas aus Hadronen und Resonanzen zu beschreiben. In einer solchen thermodynamischen Beschreibung ist die Besetzungszahldichte und Impulsverteilung der Teilchen durch die Anzahl der verfügbaren Zustände gegeben. Die Besetzungszahldichte, die für jeden Zustand von seiner Energie und Temperatur abhängt, wird durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben:

$$n_i^B = e^{-(E-\mu_i)/T} \quad (2.3)$$

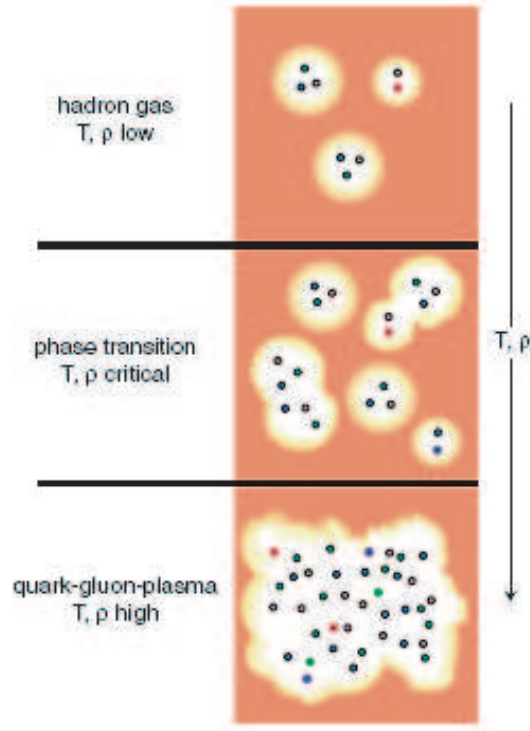


Abbildung 2.3: Die Entwicklung eines heißen Systems mit ansteigender Temperatur und Dichte (Pfeil nach unten). Es wird ein Übergang vom anfänglichen Hadronengas zum QGP erwartet.

Die resultierende Teilchendichte  $N_i$  für Teilchen  $i$  mit der Masse  $m_i$  und Entartungsgrad  $g_i$  ist dann das Integral:

$$N_i = g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} n_i^B \quad (2.4)$$

Im Hadrongas-Modell werden chemische Potentiale  $\mu_i$  eingeführt, um die Erhaltung der Baryonenzahl der kollidierenden Teilchen zu gewährleisten, und um sicherzustellen, daß die Summe der produzierten Teilchen keine Netto-Strangeness oder Charm trägt. Dieses wird erreicht, indem ein von der Baryonenzahl und der Strange- und Charm-Quantenzahlen abhängiges chemisches Potential definiert wird:

$$\mu_i = b_i \mu_b + s_i \mu_s + c_i \mu_c \quad (2.5)$$

Weil die  $\mu_s$  und  $\mu_c$  der Bedingung unterliegen, daß der Endzustand keinen Netto-Strangeness oder Charm-Gehalt hat, sind die Besetzungszahldichten der verschiedenen Teilchen vollständig durch die Temperatur  $T$  und das baryochemische Potential  $\mu_b$  bestimmt.

Die durch Fits an die Teilchen-Multiplizitäten extrahierten Werte von  $T$  und  $\mu_b$  zeigen gegeneinander aufgetragen die jeweiligen freeze-out-Punkte bei verschiedenen Energien. Es ergibt sich auf diese Weise ein Phasendiagramm der hadronischen Materie, welches in Abschnitt 1.4, Abbildung 1.5 gezeigt wurde. Bei kleinen Energien sind die freeze-out Punkte der Teilchen weit von der berechneten Phasengrenze entfernt, was zu dem Schluß führt, daß das System keine genügend hohe Dichte besaß, um ein Quark-Gluon-Plasma zu formen. Für 158 AGeV hingegen liegt der Punkt nahe an der berechneten Phasengrenze, siehe Abbildung 1.5. Die Temperatur, die aus den Fits des Hadrongas-Modells an die experimentellen Daten resultiert, steigt mit der Strahlenergie an, während das baryochemische Potential abfällt.

Manche Autoren, wie zum Beispiel Becattini et al. [18], verwenden einen weiteren freien Parameter, den von Rafelski eingeführten Strangeness-Saturationsfaktor  $\gamma_s$ . Durch  $\gamma_s$  wird die Tatsache beschrieben, daß sich die  $s$ -Quarks nicht mit den  $u$ - und  $d$ -Quarks im chemischen Gleichgewicht befinden. Andere Autoren, wie z.B. Braun-Munzinger et al. [19] gehen von einem vollständig equilibrierten System aus und verwenden daher den Saturationsfaktor nicht, bzw. setzen ihn gleich eins.

Das Hadrongas-Modell gibt eine relativ zufriedenstellende Beschreibung der Teilchen-Ausbeute von sowohl in Kern-Kern- als auch in elementaren ( $e^+e^-$  und  $p^+p^-$ ) Reaktionen produzierten Teilchen, mit nur wenigen Parametern. Wird insbesondere die Produktion von Hyperonen ( $\Lambda$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$ ) betrachtet, so wird eine bessere Übereinstimmung dieses Modells mit den Daten erreicht, wenn ein weiterer freier Parameter hinzukommt, nämlich das oben erwähnte  $\gamma_s$ . Die entsprechenden Verhältnisse werden in Abschnitt 8.3 besprochen.

### 2.2.2 Statistical Model of the Early Stage

Ein anderer Typ von thermodynamischen Modellen ist das „Statistical Model of the Early Stage“ (SMES), [17]. Dort wird angenommen, daß bei genügend hohen Energien die Quarks und Gluonen, die die frühe Phase der Kollision dominieren, schon thermalisiert sind und ein QGP formen. Da das Hadrongas-Modell die Kollision nur durch hadronische Freiheitsgrade beschreibt, gibt es nicht viel Aufschluß über die Frage, ob ein QGP geformt wird oder nicht. Demgegenüber führt das „Statistical Model of the Early Stage“ (SMES) das QGP explizit ein, es basiert auf einer thermodynamischen Behandlung des Anfangszustandes der Kollision und benutzt Quarks und Gluonen als Freiheitsgrade. Dieses Modell besitzt im Gegensatz zum Hadrongas-Modell kein baryochemisches Potential  $\mu_b$ , aber beruht wie dieses auf einfachen Prinzipien. Eine grundlegende Annahme dieses Modells ist es, daß die totale Energie  $E$  in der Kollisionsregion ein fester Anteil  $\eta$  der verfügbaren Energie ist, also der Schwerpunktsenergie der kollidierenden Kerne minus der Energie, die von den teilnehmenden Baryonen davongetragen wird (z.B ihre Masse  $m_N$ ):

$$E = \eta(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)N_{wound} \quad (2.6)$$



Die Energie ist in dem Lorentz-kontrahierten Volumen des Kerns deponiert. Unter der Annahme, daß das nicht-kontrahierte Volumen der Anzahl von wounded nucleons (siehe Abschnitt 2.1.1) proportional ist, ist das kontrahierte Volumen proportional zu  $N_{wound}/\gamma$ . Die sich daraus ergebende Energiedichte  $\epsilon$  ist dann:

$$\epsilon \propto (\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)\gamma = \frac{(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)\sqrt{s_{NN}}}{m_N} \quad (2.7)$$

In einem idealen Gas aus masselosen Teilchen trägt jedes Teilchen ungefähr vier Einheiten Entropie. Das Modell nimmt an, daß die Entropie im Endzustand der Anzahl der Pionen proportional ist.

Die grundlegende Annahme ist, daß die Produktion von neuen Freiheitsgraden ein statistischer Prozess ist, und daher die Erzeugung von jeglichen mikroskopischen Zuständen, die durch die Erhaltungssätze erlaubt sind, gleich wahrscheinlich ist. Diese partonische Phase wird als ein aus den drei leichtesten Quarks (Up, Down und Strange) und deren Antiteilchen bestehendes ideales Gas angenommen; die Charm, Beauty und Top Quarks werden wegen ihrer hohen Masse nicht berücksichtigt. Dies führt zu den folgenden Zahlen von Freiheitsgraden: 6 für jedes Quark (3 Farbzustände  $\times$  2 Spineinstellungen) und 16 für jedes Gluon (8 Farbzustände  $\times$  2 Spineinstellungen).

In diesem Modell wird das Verhältnis  $E_s$  von seltsamen zu nicht-seltsamen Teilchen betrachtet, und es wird die Vorhersage gemacht, daß dieses Verhältnis als Funktion der Fermi-Variablen  $F$  (vergl. Gleichung 2.10) einen nicht-monotonen Verlauf aufzeigt, was durch die gegenwärtigen Daten bestätigt wird. In Abbildung 2.4 ist das Verhältnis seltsamer zu nicht-seltsamen Teilchen abgebildet. Die totale Seltsamkeitsproduktion  $E_s$  leitet sich folgendermaßen ab:

$$E_s = \frac{\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle}{\langle \pi \rangle} \quad (2.8)$$

Der steile Anstieg repräsentiert die hadronische Phase. Wenn die kritische Temperatur von 200 MeV erreicht ist, was bei  $F \approx 2 \text{ GeV}^{1/2}$  der Fall ist, formt sich eine gemischte Phase, in der der Anteil an QGP immer mehr ansteigt. Eine weitere Zunahme der Energie verursacht einen Abfall im Verhältnis von Seltsamkeit zu Entropie. Über  $F \approx 2.7 \text{ GeV}^{1/2}$  liegt dann ein reines Quark-Gluon-Plasma vor. Bei sehr hohen Temperaturen und Energiedichten, wenn die Träger der Seltsamkeits-Freiheitsgrade nahezu masselos werden, erreicht das Seltsamkeits-zu-Entropie Verhältnis  $N_{s\bar{s}}/S$  eine Sättigung bei folgendem Wert:

$$\frac{N_{s\bar{s}}}{S} = \frac{1}{4} \frac{g_s}{g} \quad (2.9)$$

Dabei sind  $g$  und  $g_s$  die totalen bzw. seltsamen Freiheitsgrade und der Faktor  $1/4$  berücksichtigt, daß jedes masselose Quark 4 Einheiten Entropie trägt.

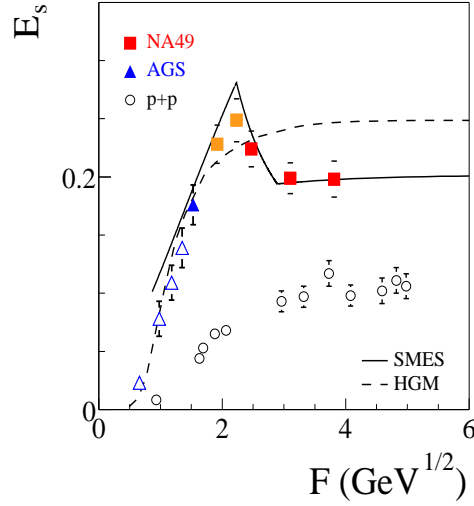


Abbildung 2.4: Die totale Seltsamkeitsproduktion als Funktion der Fermi-Energie  $F$ .

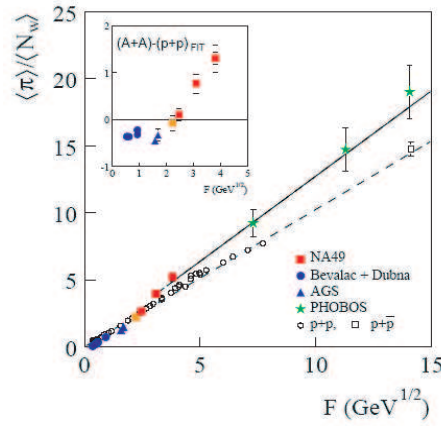
Ein im Experiment beobachtetes Phänomen, das im SMES mit einem Übergang zum Quark-Gluon-Plasma erklärt werden kann, ist der Verlauf der Pionenproduktion. Die Pionen machen etwa 90% der in einer Schwerionenkollision produzierten Teilchen aus und können deswegen auch als ein Maß für eine der Entropie proportionale Größe herangezogen werden. Für die Pionen wird die folgende Voraussage gemacht, die ebenfalls von den Daten bestätigt werden konnte: Als Funktion der Energie soll die Pion-Multiplizität normiert auf die Anzahl der wechselwirkenden Nukleonen bei  $F \approx 2.5 \text{ GeV}^{1/2}$  von einem Bereich, in dem Pion-Unterdrückung herrscht zu einem Bereich, in dem es eine Pion-Überhöhung gibt, übergehen. Die Entropie soll sich bei einem Übergang zum QGP erhöhen, da die Anzahl der Freiheitsgrade ansteigt. Es wird die Pionenproduktion als eine der Fermi-Variablen  $F$

$$F = \frac{(\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)^{3/4}}{(\sqrt{s_{NN}})^{1/4}} \approx s^{1/4} \quad (2.10)$$

proportionale Größe betrachtet.

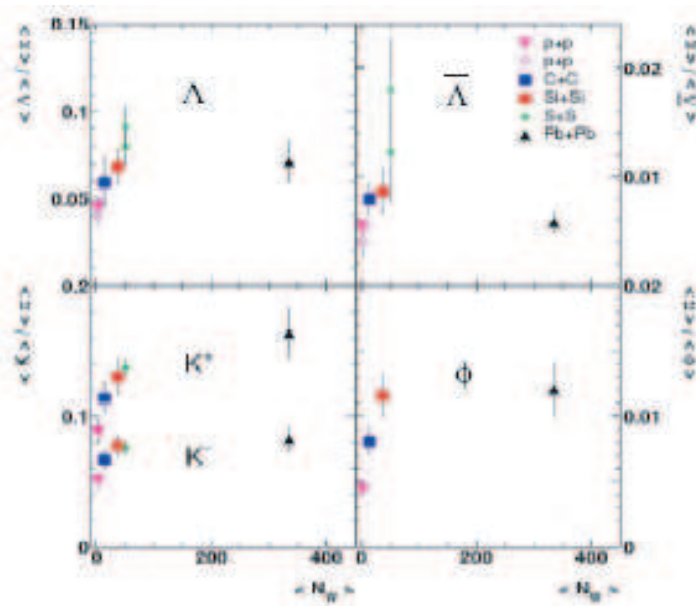
Der Proportionalitätsfaktor hängt von der Anzahl der Freiheitsgrade ab, steigen diese an, wie das für den Übergang von einer hadronischen Phase zum QGP voraussagesagt ist, erhöht sich also auch der Proportionalitätsfaktor. In Abbildung 2.5 wird dieses Verhalten widergespiegelt.

Während die Steigung in dem Bereich bis  $F \approx 2.5 \text{ GeV}^{1/2}$  konstant ist (was einer Energie im Laborsystem von  $E_{lab} \approx 40 \text{ GeV}$  entspricht) ändert sie sich bei steigender Energie auf einen höheren Wert.



Abbildungung 2.5: Die schwarzen Symbole sind die Werte aus p-p-Kollisionen; ihnen sind als farbige Symbole die Werte für Kern-Kern-Kollisionen überlagert.

## 2.3 Abhängigkeit von Energie und Systemgröße



Abbildungung 2.6: Die Abhängigkeit der Hyperonenproduktion von der Systemgröße. Es sind jeweils die von NA49 gemessenen Teilchenverhältnisse von Lambda, Antilambda,  $K^+$ ,  $K^-$  und  $\phi$  zu Pionen in Abhängigkeit von der number of wounded nucleons dargestellt.

Im NA49 Experiment wurden nicht nur Energieabhängigkeiten, sondern auch die Abhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion von der Systemgröße untersucht. Dazu sind in Abbildung 2.6 die gemessenen Teilchen-Verhältnisse von Lambda, Antilambda,  $K^+$ ,  $K^-$  und  $\phi$  zu den Pionen in Abhängigkeit von der number of wounded

nucleons dargestellt, [9].

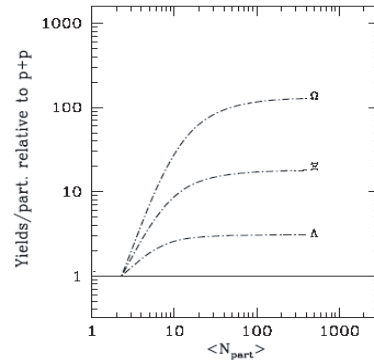


Abbildung 2.7: Die Abhängigkeit der Hyperonenproduktion von der Systemgröße, theoretische Vorhersage nach Tounsi und Redlich [10].

Die theoretische Voraussage, die Tounsi und Redlich [10] über die Abhängigkeit von der Systemgröße machen, wird aus Abbildung 2.7 ersichtlich. Es sind die Multiplizitäten von Hyperonen ( $\Lambda$  ( $uds$ ),  $\Xi$  ( $dss$ ) und  $\Omega$  ( $sss$ )) relativ zu Proton-Proton-Reaktionen in Abhängigkeit von der Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Teilchen dargestellt, welche ein Maß für die Systemgröße darstellt. Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten, die Systemgröße experimentell zu verändern: entweder es wird die Zentralität der Kollisionen, oder die Größe der zur Kollision gebrachten Kerne (C+C, Si+Si, S+S, Pb+Pb) variiert.

Um die Seltsamkeitsproduktion zu untersuchen, mit der sich diese Arbeit beschäftigt, muß in Betracht gezogen werden, daß bei höheren Energien mehr Teilchen jeder Sorte entstehen, es wird daher immer die Zahl der seltsamen Teilchen auf die Anzahl nicht-seltsamer Teilchen normiert. Die Pionen sind wegen ihrer Häufigkeit ein gutes Maß für nicht-seltsame Teilchen, während für die Seltsamkeit einerseits die Kaonenmultiplizität betrachtet wird, da diese die am häufigsten produzierten seltsamen Teilchen sind, und zum anderen natürlich die Hyperonen ( $\Lambda$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$ ). In Abbildung 2.8 ist das  $K^+$  zu  $\pi^+$ -Verhältnis dargestellt, in dem deutlich ein Peak in der Region zwischen 20 und 30 AGeV (was einer Schwerpunktsenergie von 6 - 8 GeV entspricht) zu erkennen ist. Diese Energie-Region soll für das  $\Lambda$ -Teilchen mit der vorliegenden Arbeit abgedeckt werden.

Aus Abbildung 2.8 lassen sich zwei wichtige Beobachtungen machen: zum einen ist in Kern-Kern Reaktionen die totale Seltsamkeitsproduktion generell höher, als in Proton-Proton-Reaktionen (offene Kreise). Die zweite Beobachtung ist der steile Anstieg des Verhältnisses in größeren Systemen (also Kern-Kern-Kollisionen) bis hin zu etwa 30 AGeV, dann wieder ein Abfall bis etwa 80 AGeV und ein flacher Verlauf für höhere Energien. In Proton-Proton-Stößen liegt ein weniger starker Anstieg bei kleinen Energien vor, zu höheren Energien stellt sich dann eine Sättigung ein. Daß die Seltsamkeitsproduktion für höhere Energien bei Kern-Kern-Reaktionen generell

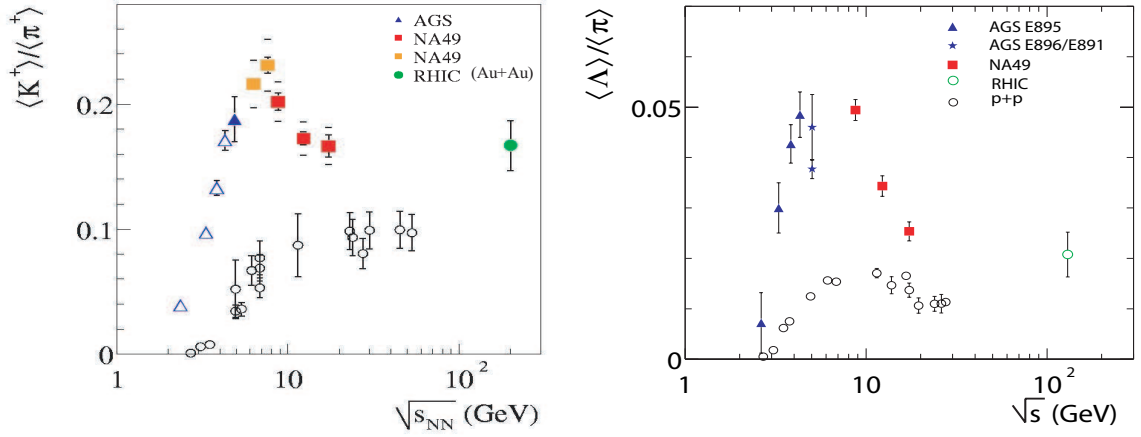


Abbildung 2.8: Die nicht monotone Abhängigkeit des  $K^+$  zu  $\pi^+$ -Verhältnisses (links) und der Peak in der Region von  $\sqrt{s_{NN}} = 6 - 8$  GeV gilt als eines der Zeichen für die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas. Die gefüllten Symbole sind die Meßpunkte aus Blei-Blei- bzw. Gold-Gold-Kollisionen an verschiedenen Experimenten, die offenen Kreise stellen zum Vergleich die Ergebnisse an Proton-Proton Messungen dar. Rechts daneben sind die bisherigen Meßpunkte für das  $\Lambda$  zu  $\pi$ -Verhältnis dargestellt.

größer ist, kann mit der Tatsache erklärt werden, daß es in einem QGP energetisch günstiger ist, Strange-Quarks zu erzeugen, als in einer hadronischen Phase. Das liegt daran, daß im QGP nur die Energie zur Erzeugung eines  $s\bar{s}$  Paares aufgebracht werden muß, in der hadronischen Phase dahingegen muß wegen des Confinements z.B. ein  $K^+ - K^-$ -Paar entstehen, welches im Vergleich zur Quarkmasse (150 - 170 MeV/ $c^2$ ) sehr schwer ist ( $2 \times 494$  MeV). Auf diese Weise kann aber noch nicht der im Vergleich zu den Proton-Proton-Daten steilere Anstieg bis etwa 30 AGeV erklärt werden, da nicht erwartet wird, daß bei solch niedrigen Energien schon die kritische Energiedichte zur Bildung eines QGP erreicht wird.



## 3 Das NA49 Experiment

Der Detektor des NA49-Experiments genügt höchsten Anforderungen. Er registriert etwa 70% der 1300 geladenen Hadronen, die während eines Stoßes entstehen, und erzeugt dabei einen Datenfluss von 18 Millionen Bytes pro Sekunde. Die Punktauflösung liegt in der Größenordnung von einigen  $\mu\text{m}$ .

### 3.1 Aufbau

Das Experiment befindet sich in der H2-beam-line der North Area des CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) (vergl. Abbildung 3.1) in Genf und ist Teil des Schwerionenprogramms.

Bei NA49 handelt es sich um ein Fixed-Target Experiment, das heißt, die Projektile werden bis auf hoch-relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und dann auf ein entsprechendes festes Target geschossen. Es handelt sich dabei vornehmlich um Bleikerne und Protonen, die am SPS (Super Proton Synchrotron) beschleunigt wurden, dem großen Kreisbeschleuniger des CERN, der einen Durchmesser von 2.2 km hat. Durch eine Fragmentierung des Teilchenstrahls konnten aber auch andere Teilchen und Kerne für die Kollisionen bereitgestellt werden, so z.B. Pionen, Deuteronen, Kohlenstoff, Silizium und Schwefel. Durch die Kombination von unterschiedlichen Targets und Projektilen konnte angefangen von einfachen Nukleon-Nukleon-Kollisionen über Nukleon-Kern-Stöße und Kern-Kern-Reaktionen eine Vielzahl unterschiedlicher Stoßsysteme untersucht werden. NA49 wurde für Kollisionen von Blei-Blei bei 158 AGeV mit hohen Teilchenmultiplizitäten (2000) ausgelegt, es war also ein Detektor mit großer Akzeptanz, guter Impuls- und Spurauflösung und Teilchenidentifikation nötig. Deswegen ist der NA49-Detektor in der Lage, 70% aller in einer Reaktion erzeugten geladenen Teilchen über einen weiten Akzeptanzbereich in Rapidität und Transversalimpuls zu detektieren. Die Anzahl der typischerweise in einer Reaktion entstehenden Teilchen beträgt bei der höchsten Strahlenergie von 158 AGeV 2000, von denen ungefähr 1300 geladen sind. Der Aufbau des Experiments besteht aus vier Time-Projection-Chambers (TPC), mit Gas gefüllten Spurdriftkammern, von denen zwei (VertexTPCs) in einem starken Magnetfeld liegen und über die Krümmung der Teilchenspuren die Impulsmessung durchführen. Die Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust wird in den zwei hinter den Magneten liegenden Main-TPCs durchgeführt. Weitere Detektoren messen den einlaufenden Strahl, die Zentralität und die Flugzeit der produzierten Teilchen.

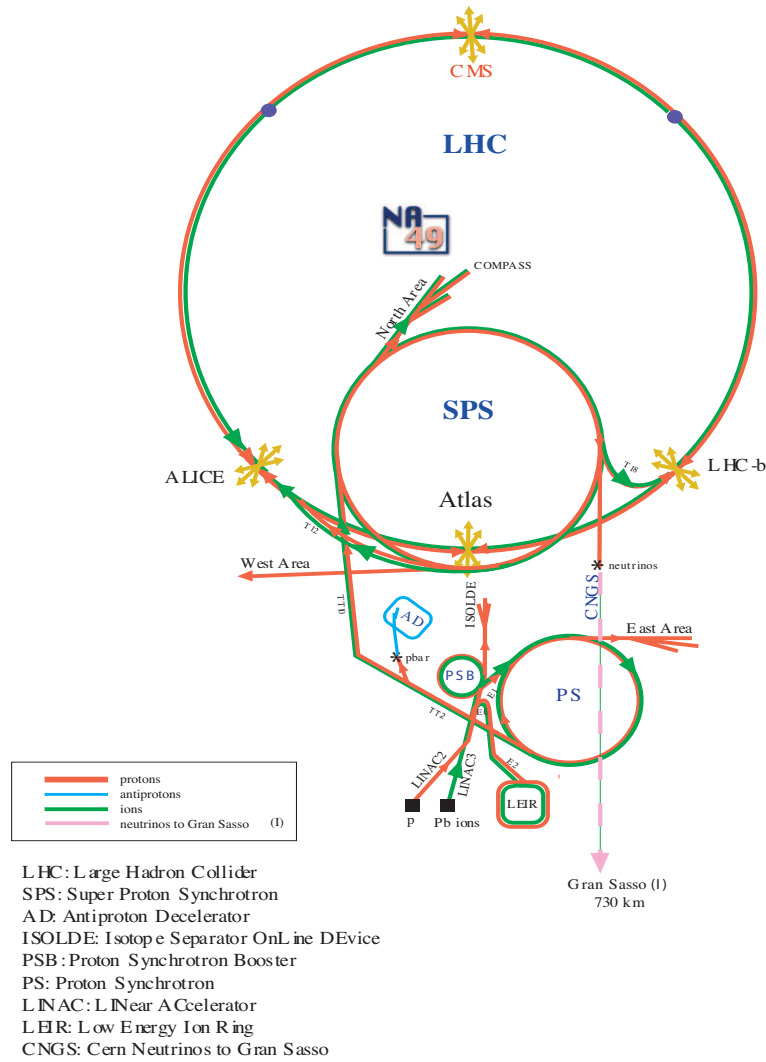


Abbildung 3.1: Position des NA49 Experiments.

In Abbildung 3.2 ist der Aufbau des NA49 Experiments dargestellt, auf die einzelnen Bestandteile soll nun der Reihenfolge ihrer Anordnung nach eingegangen werden.

Das NA49 Koordinatensystem wird aus Abbildung 3.3 ersichtlich: der Nullpunkt des Koordinatensystems liegt in der Mitte der VTPC2, die z-Achse verläuft entlang der Strahllinie. Entlang des Strahls deutet die y-Achse nach oben und die x-Achse nach links in Richtung Jura.

## 3.2 Beschleuniger

Der SPS Beschleuniger versorgt mehrere Experimente in der North und West Area am CERN mit den jeweils benötigten Teilchenstrahlen. Die maximale Strahlenergie



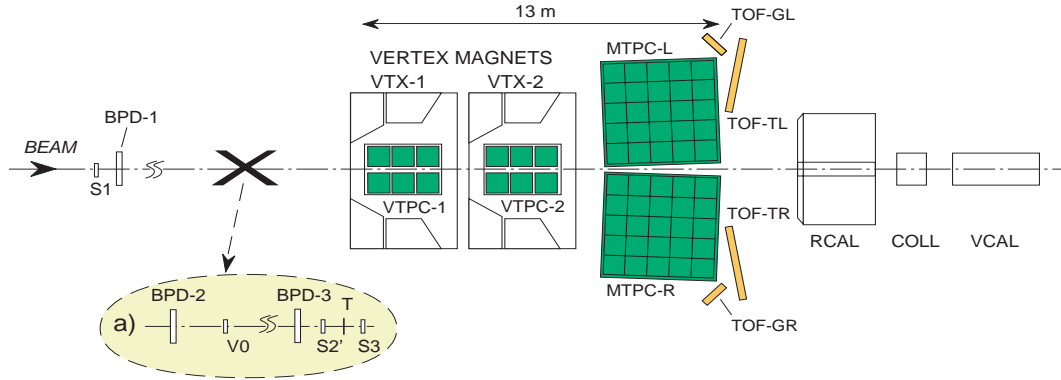


Abbildung 3.2: Der Aufbau des Experiments, Aufsicht. Hervorgehoben ist die spezielle Target-Konfiguration für Pb-Pb-Kollisionen. Vor dem Target befinden sich die Beam Position Detektoren (BPD); die Szintillationszähler sind vor (S1) und hinter (S2' und S3) dem Target positioniert. In Strahlrichtung kommen dann die Vertex- und Main-TPCs (VTPC und MTPC), wobei sich erstere innerhalb der Magnete (VTX-1 und -2) befinden. Hinter den MTPCs schließen sich die Flugzeitwände (TOF) an, noch weiter hinten befinden sich dann das Ringkalorimeter (RCAL), der Kollimator (COLL) und schließlich das Vetokalorimeter (VCAL).

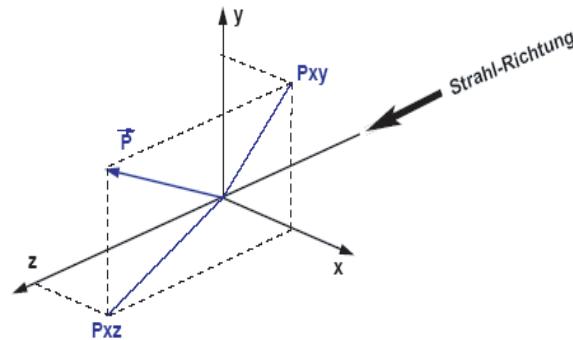


Abbildung 3.3: Das NA49 Koordinatensystem.

beträgt 400 AGeV für Protonen und 158 AGeV für Blei-Ionen, es wurden jedoch auch Daten bei niedrigeren Energien aufgenommen, um die Energieabhängigkeit der Teilchenproduktion zu untersuchen. Ebenso wurden eine Reihe verschiedener Teilchen wie Pionen, Deuteronen, Kohlenstoff und Silizium zur Kollision gebracht, um die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Größe des Reaktionssystems zu untersuchen. Diese Strahlen wurden erhalten, indem der ursprüngliche Strahl mit einem

zusätzlichen in der Strahllinie stehenden Target fragmentiert wurde.

## 3.3 Strahldetektoren und Trigger

Bevor der Strahl das Target erreicht, läuft er durch die Strahl-Positions-Detektoren (beam-position-detectors) (BPD-1,-2,-3), diese sind kleine Vieldraht-proportionalkammern mit jeweils zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Auslese-Drahtebenen, die sich an verschiedenen Positionen ca. 30 cm vor dem Target befinden. Sie messen mit einer Auflösung von 40  $\mu\text{m}$ . Die zum Target hin extrapolierten Wechselwirkungspunkte sind dann die primären Ereignis-Vertices in der Rekonstruktion.

Das Target selber ist eine Bleifolie in der natürlichen isotopischen Zusammensetzung von 52,4%  $^{208}\text{Pb}$ ), die Targetdicke beträgt 200  $\mu\text{m}$  (Dichte: 224  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ), was einer Reaktionswahrscheinlichkeit von 0.5% für Bleinukleonen entspricht.

Als Trigger wird ein mit Helium gefüllter Gas-Čerenkov-Zähler (S2') verwendet, welcher ebenfalls vor dem Target positioniert ist. Dieser Detektor hat die Auflösung von einem Vielfachen der Elementarladung und wird dazu benutzt, Verunreinigungen des Strahls mit leichteren Teilchen zu vermeiden. Der Wechselwirkungstrigger benötigt eine Antikoinzidenz mit einem weiteren Gas-Čerenkov Detektor, der hinter dem Target liegt (S3), diese beiden zusammen geben an, ob eine Reaktion stattgefunden hat. Misst S3 ungefähr die gleiche Ladungsmenge wie S2', so ist das Strahlteilchen ohne Wechselwirkung durch das Target hindurchgegangen. Ein weiterer Trigger für die Selektion von zentralen Daten ist das Vetokalorimeter, das auf solche Ereignisse anspricht, in denen möglichst wenig Ladung im Kalorimeter deponiert wird, (siehe dazu jedoch Abschnitt 3.7). Der Strahl-Positions-Detektor gibt zusätzlich das Start-Signal für die Zeitmessung in den TPCs, während das Startsignal für die Flugzeitmessung durch einen Quartz-Čerenkov-Detektor (S1) gegeben wird.

Da es besonders in Schwerionenexperimenten ein oberstes Ziel ist, die Materialmenge im Strahl so gering wie möglich zu halten, damit möglichst wenig störender Untergrund entsteht, wurde der gesamte Aufbau des Experiments diesbezüglich optimiert.

## 3.4 Das Magnetfeld

Das Magnetfeld wird durch zwei supraleitende Dipolmagnete (in der Abbildung 3.2 VTX-1 und VTX-2) bereitgestellt, welche eine Feldstärke von 1.1 bzw. 1.5 T besitzen. In der Standard-Konfiguration ist das Feld nach unten gerichtet, lenkt also

positive Teilchen in die positive x-Richtung ab. Es ist homogen im Zentrum der beiden VTPCs, die Inhomogenitäten, die in den Randbereichen der VTPCs auftreten, rühren von der nicht-vertikalen Orientierung der Feldlinien her. Die größten Inhomogenitäten erfahren solche Teilchen, die durch die VTPC-1 und durch eine der MTPCs gehen, denn diese durchqueren den zweiten Magneten sehr weit entfernt von dessen Zentrum. Aufgabe des Magnetfeldes ist die Auffächerung der Teilchenspuren, damit auch in den Bereichen großer Spurdichte noch eine Messung möglich ist; die totale Ablenkstärke beträgt hierbei 9 Tm.

Die magnetische Feldkarte, die bei der Rekonstruktion verwendet wird, wurde in einem 4cmx4cmx4cm Gitter mit einer Hallsonde ausgemessen, bevor die Detektorelemente installiert wurden. Außerdem wurde das Magnetfeld mit dem Programm TOSCA berechnet, da für die Bestimmung der Impulse eine genaue Kenntnis des Magnetfeldes vonnöten ist. Die errechnete Karte wird dann verwendet, um das Feld in nicht gemessene Regionen zu extrapolieren.

Um ein konstantes Magnetfeld während der Zeit, in der Daten genommen werden, zu garantieren, wird der Strom im Magneten zu ca. 0.01% stabil gehalten. Zusätzlich wird das Feld mit Messungen durch Hallsonden kontrolliert.

Bei einer Strahlenergie von 158 AGeV wird das Feld auf 1.5 T in der VTPC-1 und 1.1 T in VTPC-2 gesetzt. Für niedrigere Energien wird das Magnetfeld entsprechend skaliert, so daß sich eine vergleichbare Akzeptanz der Spuren bei den verschiedenen Energien ergibt. Da das Feld bei den niedrigeren Energien nicht ausgemessen wurde, wurde eine Skalierung unter Verwendung der rekonstruierten Massen von Lambda und  $K_s^0$  mit einer Präzision von 1% vorgenommen. Das  $K_s^0$  eignet sich besonders gut für diese Aufgabe, da es am sensitivsten auf das Magnetfeld reagiert. Eine Verschiebung der Masse deutet auf eine Verschiebung des Magnetfeldes hin. Sind also zum Beispiel die Impulse der Zerfallsteilchen durch ein zu großes Magnetfeld größer, resultiert dies in einer zu großen invarianten Masse.<sup>1</sup>

## 3.5 Time-Projection-Chamber

Die Hauptdetektoren im NA49 Experiment sind die zwei Main-TPCs (MTPC) und die beiden Vertex-TPCs (VTPC), die sich innerhalb der supraleitenden Magnete befinden. Beide VTPCs bestehen aus zwei separaten sensitiven Volumina, die sich links und rechts von der Strahllinie befinden. Grob gesprochen bestehen TPCs aus einem großen, gasgefüllten, sensitiven Raum, einer Vieldrahtproportionalsektion und einer Ausleseebene. Der sensitive Raum sollte von einem homogenen elektrischen Feld durchsetzt sein, das eine konstante Driftgeschwindigkeit der aus Ionisation der ein-

<sup>1</sup>Anmerkung: Die Breite des Massenpeaks wird nur durch die Impulsauflösung des Detektors bestimmt, die natürliche Linienbreite ist auf dieser Skala vernachlässigbar. Die Impulsauflösung hängt umgekehrt proportional von Magnetfeld ab, daher verschlechtert sich diese bei kleinem Magnetfeld.

fliegenden geladenen Teilchen entstehenden  $\delta$ -Elektronen gewährleistet. In den zwei VTPCs, welche jeweils ein Gasvolumen von 200cmx250cmx67cm haben, werden die Teilchenspuren über das gesamte Magnetfeld des Experiments gemessen, es findet eine dreidimensionale Spurrekonstruktion statt, die die Impulsmessung der Teilchen liefert. In den weitaus größeren MTPCs (Gasvolumen von 390cmx390cmx112cm) wird der spezifische Energieverlust der Teilchen durch Ionisierung im relativistischen Anstieg gemessen.

Die sehr hohe Spurdichte von 0.6 Teilchen pro  $\text{cm}^2$  verlangt einen Aufbau der TPCs, der eine gute Trennung von zwei nebeneinanderliegenden Spuren gewährleistet. Diese wurde durch die Wahl des Driftgases und des Designs der Auslese-Ebenen, das die Breite zwischen den gemessenen Ladungs-Clustern minimiert, erreicht. Zusätzlich wurde darauf geachtet, daß die TPCs von möglichst wenig Material umgeben sind, damit die Produktion von sekundären Teilchen im Detektormaterial so gering wie möglich gehalten wird. Die Detektoren bestehen aus einer Hauptplatte, die die Auslese-Ebenen, die Elektronik und den Rahmen für den Feldkäfig trägt, und der umhüllenden Gasbox. Die Gasbox besteht aus zwei Mylarfolien, deren Zwischenraum mit Stickstoff gespült wird, um die Kontamination des Detektorgases so gering wie möglich zu halten. Der Feldkäfig, welcher ein homogenes Driftfeld im Inneren des Gasvolumens bereitstellen soll, besteht aus 12,7 mm breiten und 25  $\mu\text{m}$  dicken aluminiumbeschichteten Mylarstreifen, die im Abstand von 2 mm zueinander um einen Rahmen aus Keramikrohren aufgespannt sind. Die Mylarstreifen sind über eine Widerstandskette an die Hochspannung (-13kV) angeschlossen und stellen somit ein möglichst homogenes Feld in der Kammer sicher. Jede VTPC besteht aus zwei sensitiven Volumen, jeweils rechts und links des Strahls, so daß die stark geladenen Bleiionen nicht durch das sensitive Volumen der TPCs laufen.

Das Detektorgasgemisch wurde aufgrund seines niedrigen Ladungsdiffusionskoeffizienten ausgewählt. Folglich sind enge Ladungsklusterverteilungen auf der Auslese-Ebene detektierbar. Die Wahl des Gases für die VTPCs fiel daher auf ein Gemisch von 90% Neon, also ein leichtes Gas (geringe Kernladungszahl, d.h. eine geringe Anzahl von erzeugten Elektron-Ion-Paaren) und 10%  $\text{CO}_2$ , während die MTPCs mit einer Mischung aus 90% Argon, 5%  $\text{CH}_4$  und 5%  $\text{CO}_2$  gefüllt sind. Das Driftfeld von 200 V/m (bzw. 175 V/m) in den Vertex- (bzw. Main-) TPCs ergibt eine Driftgeschwindigkeit von 1.4 cm/ $\mu\text{s}$  (bzw. 2.4 cm/ $\mu\text{s}$ ) und eine Ladungsverteilung mit einer FWHM (Full Width of Half Maximum) von 5mm in allen TPCs. Die maximalen Driftzeiten sind für diese Geschwindigkeiten in VTPC und MTPC ungefähr gleich.

Die Funktionsweise einer Spurdriftkammer ist die folgende: Fliegt ein geladenes Teilchen durch die Kammer, so werden die Moleküle des Detektorgases aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung ionisiert. Die dabei entstehenden  $\delta$ -Elektronen schlagen weitere Elektronen heraus. Durch das angelegte elektrische Feld werden die Elektronen von den Ionen getrennt und driften zur Drahtebene der Anode, also in Abbildung 3.4 nach oben in Richtung der Auslesepads. Aufgrund der Diffusion im Medium wandern sie aber nicht auf direktem Wege zur Anode, sondern werden gestreut. Folglich ergibt sich eine Verbreiterung des Elektronenpulses. Auf ihrem Weg zu den

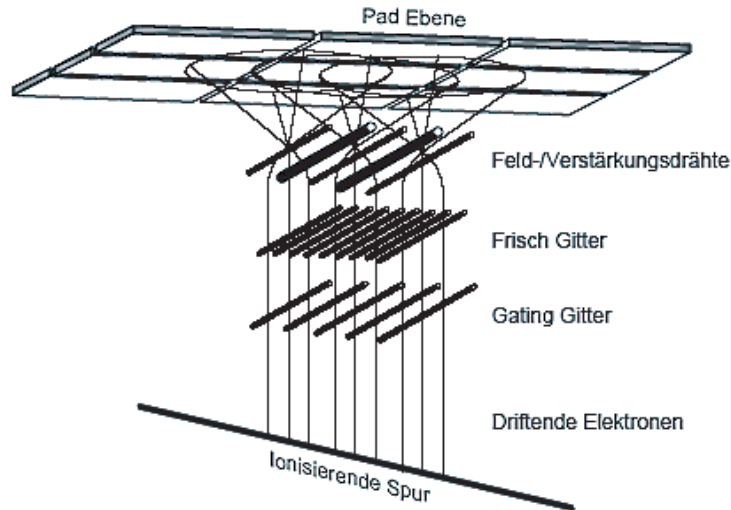


Abbildung 3.4: Zur Funktionsweise einer TPC.

Pads passieren die Elektronen drei Drahtebenen: die erste ist das Gating-Gitter, welches den driftenden Ladungen nur dann den Durchgang zu den Auslesekamern erlaubt, wenn ein Triggersignal erhalten wurde. Die zweite Ebene ist das sogenannte Frisch-Gitter, das das Driftfeld in der Kammer von dem Verstärkungsfeld an den Pads trennt. Treffen die Elektronen nun auf die dritte Ebene, die Feld- und Verstärkungsdrähte, so werden sie zu dieser –unter positiver Hochspannung stehenden– Feldebene beschleunigt, werden lawinenartig vervielfacht und fließen anschließend an den Verstärkungsdrähten ab. Der Abstand der Feld-/Verstärkungsdrähte zu den Pads wurde relativ gering gehalten (bis zu 2 mm) um enge Ladungsverteilungen auf den Pads zu erhalten. Das somit influenzierte elektrische Signal erlaubt die Messung der Position, der Ankunftszeit und der Ladung des Signals an den Pads. Es wird verstärkt und nach Digitalisierung durch einen Analog-Digital-Wandler in digitaler Form weiterverarbeitet. Die Signale der Pads erlauben eine zwei-dimensionale Bestimmung der Teilchen-Koordinaten, die dritte Dimension kommt hinzu, wenn die Driftzeit der Elektronen berücksichtigt wird.

Die Ausleseebene befindet sich am oberen Ende der TPCs, es handelt sich hierbei um eine Leiterplatte, die in viele kleine Auslesepads aufgeteilt ist. Wegen der hohen Spurdichte in Blei-Blei-Kollisionen ist es nötig, alle Padebenen auszulesen, anstatt den gewöhnlichen Weg über das Auslesen der Drähte zu gehen. Die Padebene ist in Sektoren aufgeteilt, wobei jeder Sektor aus mehreren Padreihen besteht, die parallel zum Eingangsfenster der TPCs liegen. Sie haben einen Abstand von 2.8 cm zueinander in den VTPCs und 3.95 cm in den MTPCs. Jede Reihe besteht aus 128 oder 192 Pads, abhängig von der erwarteten Spurdichte und einer Breite zwischen 3.5 und 5.45 mm. Um optimale Spurtrennung zu erreichen, sind die Pads gekippt, um sich den Spuren anzupassen. Der Neigungswinkel variiert zwischen 0 und 55 Grad, wobei die größten Winkel in der VTPC-1 vorliegen. Die Breite der Pads ist so angelegt, daß jede Spur in mehr als einem Pad ein Signal hinterläßt, daraus ergibt sich eine

räumliche Punktauflösung von einigen hundert  $\mu\text{m}$  in der Richtung senkrecht zu der Spur. Die Gesamtanzahl von Pads in einer TPC beträgt ungefähr 182 000. Die Driftgeschwindigkeit und die Gasverstärkung sind stark abhängig von der Temperatur und dem Druck, deswegen sind die TPCs in einem thermisch isolierten Raum untergebracht, in dem Temperaturschwankungen größer als  $0.1\text{ }^\circ\text{C}$  ausgeschlossen werden können. Die Temperatur und der Druck werden kontinuierlich dokumentiert und die gemessenen Werte werden benutzt, um die Driftgeschwindigkeit für die Rekonstruktion zu berechnen. Zudem wurde eine davon unabhängige Messung der Driftgeschwindigkeit herangezogen, um zu zeigen, daß die Präzision dieser Messungen besser als  $0.1\%$  ist [21]. Das Ladungssignal in jedem Pad geht zuerst durch einen Verstärker und einen Shaper und wird dann alle 100 ns gespeichert, wobei insgesamt 512 Messungen pro Ereignis gespeichert werden. Die gesamte Elektronik liegt oberhalb der TPC, wo sich ebenfalls ein 8-bit Analog-Digital-Wandler (ADC) befindet, der die Ladungsmessung digitalisiert. Das Shaper-Signal ist so eingestellt, daß jeder Spur einige Ladungsmessungen zugeordnet sind, so daß die Position in der Driftrichtung genau festgestellt werden kann. Näheres zu der Weiterleitung der Signale siehe Abschnitt 3.9.

## 3.6 Time of Flight

Das Experiment beinhaltet desweiteren Time-of-Flight Detektoren, die für die Teilchenidentifizierung in einem eingeschränkten Bereich, nämlich bei kleinen Impulsen, gebraucht werden. Hierzu wird die folgende relativistische Beziehung verwendet:

$$pc = \beta\gamma m_0 c^2 \quad (3.1)$$

Mit  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  und  $\beta = \frac{v}{c}$  ergibt sich:

$$(m_0 c^2)^2 = (pc)^2 \cdot \left( \frac{c^2 t^2}{s^2} - 1 \right) \quad (3.2)$$

Anhand der Flugstrecke  $s$  und des Impulses  $p$  in den MTPCs kann die Masse  $m$  der Teilchen bestimmt werden. Jeder der zwei TOF-Detektoren (in Abbildung 3.2) beinhaltet ungefähr 1000 Szintillatoren, die jeweils von 2 Photomultipliern ausgelesen werden. Um die Flugzeit zu erhalten, mißt der Detektor die Ankunftszeit an der Flugzeitwand relativ zu einem Start-Counter, der den Durchgang des Strahlteilchens mißt. Diese Messung hat eine Auflösung von ungefähr 60 ps. Die Höhe des Signals ist ein Maß für die Ladung des Teilchens, welche gemessen wird, um doppelte Treffer von einfachen zu unterscheiden. Die gemessenen Treffer werden den nächstliegenden Treffern in der MTPC zugeordnet.

### 3.7 Vetokalorimeter

Die im Vetokalorimeter (VCAL) deponierte Energie wird für die Messung der Zentralität eines Ereignisses verwendet. Das Vetokalorimeter befindet sich in der Strahllinie ungefähr 20 m hinter dem Target, es besteht aus zwei Szintillationssektionen, wobei eine für hadronische und die andere für elektromagnetische Proben (Photonen) optimiert ist. Beide Sektionen bestehen wiederum aus vier Untersektoren, deren Signale mit einem Photomultiplier verstärkt werden. Das Kalorimeter mißt die totale Energie der Projektil-Spektatoren und stoppt diese vollständig. Diese Spektatoren sind ein Mix aus Protonen, Neutronen und Kernen, bzw. Kernfragmenten, deren Energie pro Nukleon nahe an der Strahlenergie liegt. Es liegt eine intrinsische Auffächerung der Energie (einige MeV) vor, die durch die Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern entsteht. Durch das magnetische Feld werden die Protonen und Neutronen räumlich getrennt. Vor dem Vetokalorimeter befindet sich ein Kollimator, der solche Teilchen ausfiltern soll, die in der Reaktion produziert wurden. Die Öffnung des Kollimators wird an die jeweilige Strahlenergie und das Magnetfeld angepaßt, um die meisten der Spektatoren zu messen. Für sehr zentrale Ereignisse besteht eine hohe Verunreinigung des Kalorimetersignals durch die in der Reaktion produzierten Teilchen. Das Vetokalorimeter kann auch „online“ zur Zentralitätselektion (sehr zentrale Ereignisse haben nur wenige Spektatoren, da die meisten Teilchen an der Reaktion teilnehmen) herangezogen werden, das heißt, es werden bei einem Ereignis überhaupt nur diejenigen Daten gespeichert werden, die einer bestimmten Zentralität entsprechen. Um zu verdeutlichen, daß die Energie, die im Vetokalorimeter gemessen wird, tatsächlich ein Maß für die Zentralität der Ereignisse ist, wurde in Abbildung 3.5 das lineare Verhältnis der Vetokalorimeter-Energie  $E_{veto}$  und der Multiplizität der rekonstruierten Tracks für zentrale 30 AGeV Pb-Pb Daten aufgetragen.

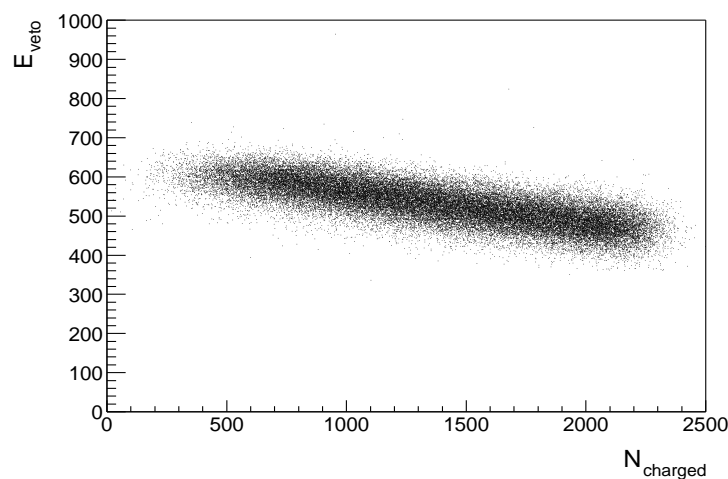


Abbildung 3.5: Die im Vetokalorimeter deponierte Energie aufgetragen gegen die Anzahl der geladenen Teilchen

## 3.8 Datenaufnahme und Ereignisraten

Die Datenaufnahme wird durch verschiedene Faktoren beeinflusst, als erstes ist der Spill zu nennen. Der SPS-Beschleuniger verteilt nicht einen konstanten Strahl an die Experimente, sondern sogenannte Spills von einer Dauer von 5 Sekunden, wobei eine Zeit von 10 bis 15 Sekunden zwischen den Spills liegt, abhängig von der genauen Konfiguration des Beschleuniger-Komplexes. Während jedes Spills gehen ungefähr 150 000 Bleiionen durch das Target. Aufgrund einer erwarteten Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit im Target von 0.5% und der Selektion im Zentralitätstrigger, der die 7% zentralsten Ereignisse des totalen Wirkungsquerschnitts auswählt, verbleiben 75 potentielle Trigger pro Spill. Wird die Strahlintensität auf 300000 Bleiionen pro Spill erhöht, entsteht eine größere Kontamination der Ereignisse durch  $\delta$ -Elektronen. Diese entstehen, wenn der Strahl durch das Gasvolumen des Experiments läuft. Die Wahrscheinlichkeit, während der Driftzeit zwei Interaktionen im Target zu haben, erhöht sich ebenfalls mit der Strahlintensität. Als zweiter Effekt ist zu beachten, daß die Elektronik der TPCs ungefähr 60 ms braucht, um ein einziges Ereignis zu digitalisieren und es zu den Receiver Boards zu leiten, wo es gespeichert wird. Durch diese Tatsache ergibt sich eine obere Grenze von 80 Ereignissen pro Spill. Beide Effekte zusammen (die maximale Zahl der Trigger, die vom Strahl bereitgestellt werden und die maximale Zahl der Ereignisse, die aufgrund der Totzeit der Elektronik akzeptiert werden kann) ergeben eine Anzahl von 40 - 60 nutzbaren Ereignissen pro Spill.

## 3.9 Elektronik

Um die Daten für die Analyse zugänglich zu machen, werden sie auf Tapes im Sony DIR-100M Tape Recorder gespeichert, die jeweils eine Speicherkapazität von 100 Gbyte besitzen. Vorher muß jedoch die gesamte Datenmenge gesammelt und sortiert werden, dies geschieht im VME(6U) Master-crate, dem sogenannten event builder, welches aus sogenannten slaves von 6 VME(9U) crates besteht, die 60 Receiver Boards beinhalten. Hier werden alle Daten von TPCs, Strahl, Trigger, Kalorimeter und TOF gesammelt. Im folgenden soll nicht auf alle Details der Datennahme eingegangen werden, sondern nur ein Blick auf die TPCs geworfen werden. Die TPCs besitzen 182000 Kanäle, deren analoge Signale direkt in der TPC-Elektronik digitalisiert werden. Dazu befinden sich dort –direkt verbunden mit der Ausleseebene– insgesamt 5688 ( $182000 \div 32$ ) 32-Kanal-Front-End-Karten, die aus zwei 16-Kanal Vorverstärkern und Impulsformern (Shaper) und zwei 16-Kanal Analogspeichern (SCA) und Analog-Digital-Wandlern (ADC) bestehen. Von einer Front-End-Karte werden der zeitliche Verlauf und die Ladung des Signals aus 32 TPC-Pads ausgelesen. Durch Flachbandkabel sind die Front-Endkarten mit dem ebenfalls auf der TPC befindlichen „Control and Transfer Modul“ verbunden, das aus 237 ( $5688 \div 24$ ) CT-Karten besteht, wobei jede dieser Karten 24 Front-End-Karten auslesen kann.



Hier werden also jeweils 768 ( $24 \times 32$ ) Kanäle auf einer Glasfaser gebündelt und zu den 60 Receiver Boards im Counting House geleitet. Jedes Board bündelt dann 3072 Kanäle und führt eine Nulllinien-Korrektur (pedestal correction) und Speicherung durch. Dafür wurden 4 DSPs (digital signal processor) von Motorola (DSP 96 000) mit einer Taktfrequenz von 40 MHz eingesetzt, welche die Daten von ca. 30 Ereignissen pro Spill zwischenspeichern können. Insgesamt wird hier eine Datenreduktion auf ca. 10% vorgenommen: die ursprüngliche vom Detektor kommende Datenmenge von 100 Mbyte wird auf 8 Mbyte reduziert. Nachdem dann also alle Daten durch den oben erwähnten event-builder gegangen sind, werden sie mit einer Geschwindigkeit von 16 Mbyte/s auf das Sony Tape geschrieben, wobei das Speichervolumen einer Kassette ungefähr 15k zentrale Blei-Blei Ereignisse beträgt, d.h. es können 30 Ereignisse pro Spill in 15 Sekunden aufgeschrieben werden.

Die Receiver Boards im Counting House haben einen Zwischenspeicher, der 32 Rohdaten-Ereignisse speichern kann. Dieser Eingangsspeicher wird durch einen digitalen Signalprozessor (DSP) ausgelesen; hier wird durch Nullunterdrückung eine Komprimierung der Datenmenge um einen Faktor 10 erreicht. Der Speicher ist allerdings für den DSP nicht zugänglich, wenn gerade ein Datentransfer von der TPC-Elektronik stattfindet. Deswegen ist die Anzahl von Ereignissen, die während eines Spills durch den DSP gehen und auf dem Tape gespeichert werden, begrenzt und der größte Teil der Datenverarbeitung spielt sich in den 10 - 15 Sekunden zwischen zwei Spills ab. Für die Datennahme bei zentralen Blei-Blei-Kollisionen beträgt die Datenrate 28 - 30 Ereignisse pro Spill. Diese Zahl steigt mit kleiner werdender Ereignisgröße oder ansteigender Länge der Spills an.



## 4 Rekonstruktion

Um aus den aufgenommenen Rohdaten nutzbare physikalische Größen zu extrahieren, wurde eine Rekonstruktionskette entwickelt. Hier werden sozusagen alle Vorgänge, die sich im Experiment vollziehen, umgekehrt. Die Rekonstruktions-Software erfüllt die Aufgabe, aus den gemessenen elektrischen Signalen die Spuren zu rekonstruieren, aus dem Fit der Spuren die Impulse zu messen und den Energieverlust  $dE/dx$  und die Teilchenmassen über die TOF-Messungen zu berechnen. In den VTPCs werden 600-800 Spuren in einem Ereignis registriert, Abbildung 4.1 zeigt eine Aufnahme der angesprochenen Pads und der rekonstruierten Spuren in einem Blei-Blei-Experiment bei höchster Strahlenergie.

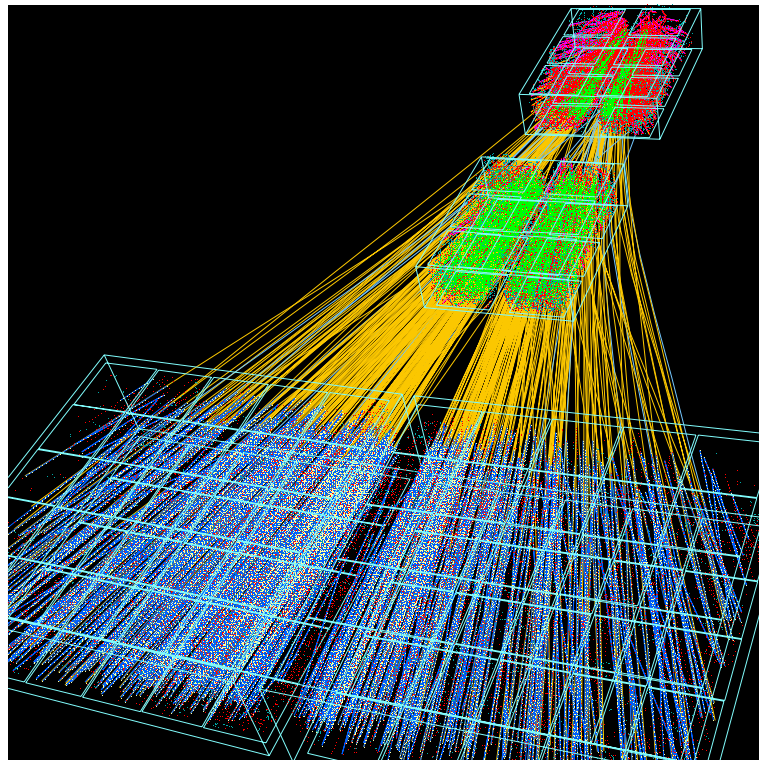


Abbildung 4.1: Die angesprochenen TPC-Elemente in einem Blei-Blei Run bei 158 AGeV von 1997.

Am Ende der Rekonstruktionskette steht ein sogenanntes „data summary tape“ (DST), auf diesem sind die wichtigen physikalischen Größen gespeichert und es kann zur weiteren Analyse der Daten herangezogen werden. Die einzelnen Schritte,

die von mehreren Softwarepaketen ausgeführt werden, sollen in den nächsten Abschnitten näher beschrieben werden. Sie sind auf dem Diagramm in Abbildung 4.2 ihrer Reihenfolge gemäß zusammengestellt.

Die Datenverwaltung bei der Rekonstruktion wird durch das Datenmanagementsystem DSPACK gewährleistet.

### 4.1 Spur-Rekonstruktion

Die Spur-Rekonstruktion besteht aus drei Hauptschritten: dem Anpassen der Cluster (engl. Cluster = Gruppe, Haufen) –*clusterfinding*–, der Spur-Identifikation –*tracking*– und dem Spur-Fitten –*trackfitting*–.

#### 4.1.1 Anpassen der Cluster

Es werden in der Pad-Zeit-Ebene zusammenhängende Signale in jeder Padreihe zu Bündeln, den sogenannten Clustern zusammengefaßt. Um Rauschen zu unterdrücken, fordert der Cluster Finder (*dipt*), daß das gefundene Bündel nicht zu sehr in der Pad- oder Zeitrichtung ausgebreitet ist, und daß sich die maximale gemessene Ladung in der geometrischen Mitte befindet. In den Vertex-TPCs, wo die Spurdichte höher ist, werden sich überlappende (übereinanderliegende) Spurbündel, d.h. Bündel mit zwei unterscheidbaren Maxima durch den Cluster Algorithmus identifiziert und voneinander getrennt. Für jedes Spurbündel wird die Zeit- und Pad-Position berechnet. Die Position der Punkte im Raum wird über die bekannte Geometrie und die Druck- und Temperatur-abhängige Driftgeschwindigkeit berechnet. Für die  $dE/dx$  Messung wird die totale deponierte Ladung gemessen. Die größte Kraft, die auf die driftenden Elektronen wirkt, stammt aus dem homogenen Driftfeld, welche sie in den TPCs aufwärts driften läßt. Wenn die magnetischen und elektrischen Feldlinien nicht exakt parallel sind, wird die Kraft auf die driftenden Elektronen natürlich auch nicht exakt vertikal sein. Dies führt dann zu einer Ablenkung der Spurbündel, was sich am deutlichsten in den Ecken der VTPC, wo das magnetische Feld nicht homogen ist, und nahe der Felddrähte, wo das elektrische Feld nicht homogen ist, bemerkbar macht. Die gemessenen Cluster-Positionen werden auf diese Abweichungen korrigiert, es wird jedoch festgestellt, daß auch nach diesen Korrekturen noch systematische Abweichungen von der idealen Spur-Trajektorie bestehen. Diese Abweichungen sind normalerweise klein, in der Größenordnung von  $100\text{ }\mu\text{m}$ , können aber in den Ecken der Sektoren Werte bis zu  $500\text{ }\mu\text{m}$  erreichen. Die entsprechenden Softwarekomponenten heißen *tpc\_calib* (für verzerrte Driftzeiten in den TPCs aufgrund unterschiedlicher Signallaufzeiten der Ausleseelektronik), *edisto* (Inhomogenitäten des elektrischen Feldes) und *vt\_ncalc* (Feldinhomogenitäten aufgrund von ExB-Verzerrungen). Die nach all diesen Korrekturen übrig bleibenden systematischen Abweichungen werden mit einer rein phänomenologischen Methode,

der sogenannten Residuenkorrektur (*tpc\_res\_corb*) behoben. Das Wort Residuen steht in diesem Zusammenhang für Abweichungen der gemessenen Spurpunkte von der rekonstruierten Spur. Dafür werden in einer Test-Rekonstruktion (5000 Ereignisse) die Abweichungen bestimmt und dann eine Korrekturtabelle erstellt, die bei der Daten-Rekonstruktion im Residuen-Korrektur-Modul aufgerufen wird.

### 4.1.2 Spuridentifikation

Der nächste Schritt in der Rekonstruktion ist das Finden der Spurtrajektorien. Der Tracking-Algorithmus besteht aus mehreren Schritten, dabei wird mit dem Wiederfinden der „einfachsten“ Spurmuster begonnen und dann werden aus den verbleibenden Punkten die anderen Spuren extrahiert. Der erste Schritt besteht deshalb darin, Tracks in den MTPCs zu finden, da dort die Spurdichte am geringsten ist und die Spuren wegen der Abwesenheit eines Magnetfelds einen geraden Verlauf zeigen. Die Spuren aus der MTPC werden unter Verwendung der magnetischen Feldkarte zur Target Ebene hin extrapoliert. Punkte in der VTPC, welche nahe an der extrapolierten Trajektorie liegen, werden dieser zugeordnet, vorausgesetzt, die extrapolierte Spur ist nahe genug am Hauptvertex. MTPC Spuren, die keine passenden Spursegmente in der VTPC-2 aufweisen, werden hier nicht weiter betrachtet, sondern werden in einem späteren Schritt des Trackings behandelt. Die verbleibenden Punkte in der VTPC-2 werden benutzt, um Spuren zu bilden, die nur in dieser TPC liegen. Diese Tracks werden dann in umgekehrter Reihenfolge in die MTPC extrapoliert und dort werden Punkte zugeordnet (falls passende gefunden werden). Dann werden alle MTPC und VTPC-2 Spuren zum Hauptvertex zurückverfolgt und Punkte, die sich entlang der Trajektorie in der VTPC-1 befinden, werden dieser zugeordnet. Auch hier werden solche Trajektorien aus den MTPCs verworfen, die keine Punkte in der VTPC-1 treffen. Die verbleibenden Punkte in der VTPC-1 werden benutzt, um Cluster zu formen und diese werden dann wiederum in die MTPC zurückverfolgt, um dort passende Punkte zu finden. Der letzte Schritt des Trackings besteht darin, alle verbleibenden Spuren in den MTPCs zu finden, auch solche, die einen Knick aufweisen, der von einem Zerfall herrührt. Anschließend werden alle Spurstücke in den einzelnen TPCs zu globalen Spuren zusammengefügt.

### 4.1.3 Fitten der Spuren

Nun werden alle globalen Teilchenspuren gefittet, um eine Impulsbestimmung durchzuführen, dieser ergibt sich aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld über den Krümmungsradius  $R$ :

$$p = 0.3 \cdot q \cdot B \cdot R \cdot \frac{1}{\cos\lambda} \quad (4.1)$$

wobei  $q$  die Ladung des Teilchens,  $R$  der Krümmungsradius der Spur und  $\lambda$  der Spurwinkel in der  $y$ -Richtung ist. Die Rekonstruktionssoftware erkennt auch Spu-

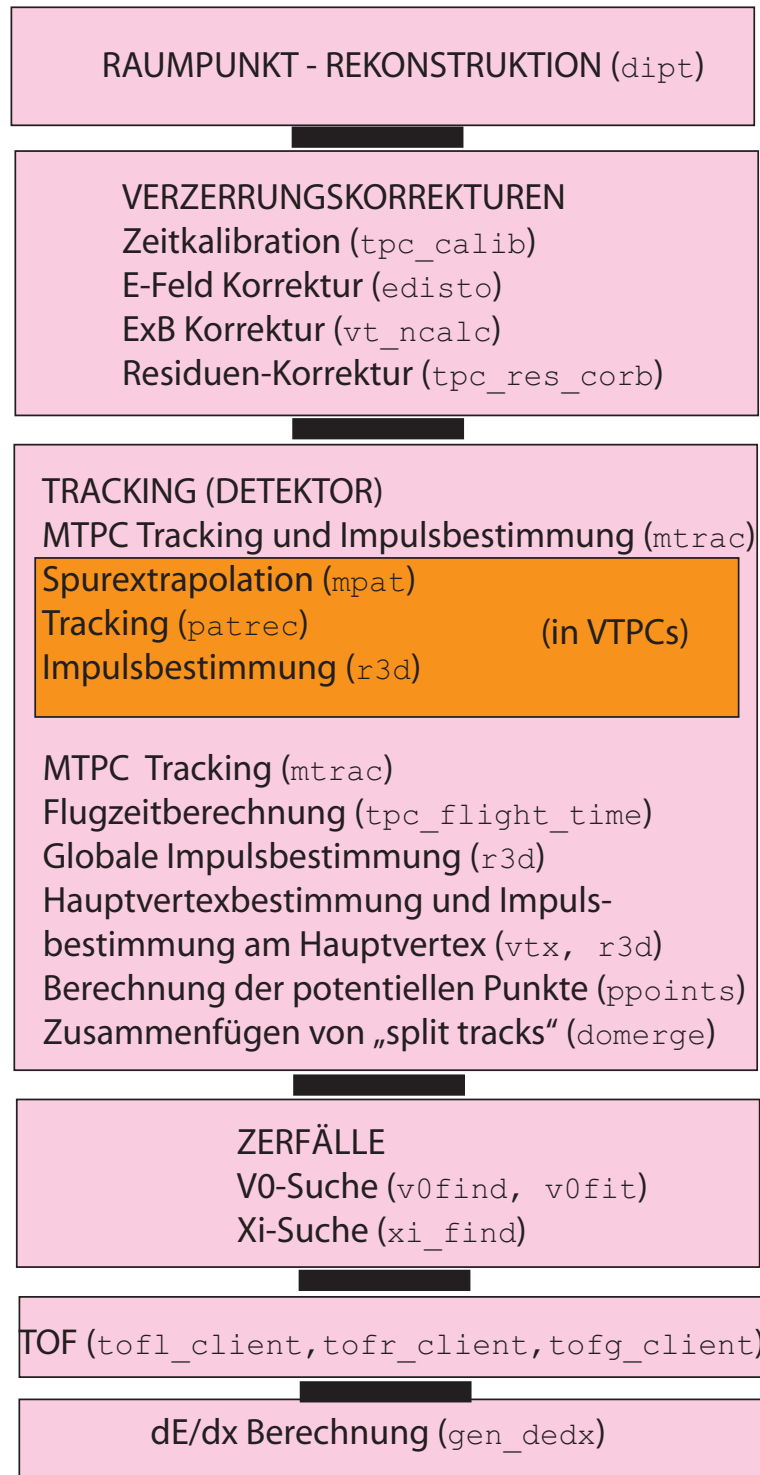


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der NA49 Rekonstruktionskette für Blei-Blei Daten.

ren, die nicht vom Hauptvertex stammen, zum Beispiel solche, die aus schwachen Zerfällen von Strangeness-tragenden Teilchen stammen.

Ein Teil der Spuren in den MTPCs stammt auch aus Photonenkonversionen und von hadronischen Interaktionen im Detektormaterial (hauptsächlich in den Keramikpfosten an den Ausgängen der VTPCs). Der erste angelegte Fit bezieht sich auf den ersten gemessenen Punkt, jede Spur wird außerdem noch ein zweites Mal gefittet, diesmal unter der Annahme, sie komme vom Hauptvertex. Da 90% aller Teilchen vom Hauptvertex stammen, kann die Extrapolation ihrer Spuren entgegen der Strahlrichtung verwendet werden (client: *vtx*), um die z-Komponente des Hauptvertex zu bestimmen. Die x- und y-Komponenten werden sowohl durch die BPD-Detektoren bestimmt, als auch mit dem Programm (*vtx*) noch einmal berechnet. Damit ergibt sich eine Präzision von  $40 \mu\text{m}$  für die Bestimmung des Hauptvertex. Ist dieser bekannt, können die Impact-Parameter der Teilchenspuren in der Targetebene bestimmt werden, das sind die Abstände in der horizontalen x- und der vertikalen y-Richtung zwischen der Extrapolation der Spur zum Target und der Position des Hauptvertex ( $b_x$  und  $b_y$ ).

$$b_x = x_{\text{Spur}} - x_{\text{Hauptvertex}}$$

$$b_y = y_{\text{Spur}} - y_{\text{Hauptvertex}}$$

Mit dieser zusätzlichen Information über die Position des Hauptvertex werden potentielle Spurpunkte in allen TPCs berechnet. Dieses wird später verwendet, um die Qualität der Spuren zu definieren, nämlich indem diese Anzahl mit der Anzahl der tatsächlich gemessenen Spuren verglichen wird. Außerdem wird versucht (client: *domerge*), Spurfragmente, die vorher nicht zu einer globalen Spur zusammengefügt werden konnten -sogenannte split tracks-, die ca. 3% der Spurstücke einer globalen Spur ausmachen, zu verbinden.

#### 4.1.4 Messung des Energieverlustes durch Ionisierung

Durchquert ein geladenes Teilchen die TPC, ionisiert es die Gasmoleküle in der Kammer, wird dadurch abgebremst und erleidet einen Energieverlust  $dE$  pro Weglänge  $x$ . Dieser Energieverlust ist, sofern die Ladung des Teilchens bekannt ist, im wesentlichen eine Funktion der Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c}$  des Teilchens und gibt daher eine indirekte Messung der Teilchenmasse. Die Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes  $\langle dE/dx \rangle$  eines Teilchens von der Geschwindigkeit  $\beta$  ist durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4}{m_e \beta^2 c^2} \frac{Z}{A} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{I^2(1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 - \delta(\beta) \right] \quad (4.2)$$

wobei  $Z$  die Ordnungs-,  $A$  die Massen-,  $z$  die Ladungszahl,  $m_e$  die Masse des Elektrons,  $N_0$  die Loschmidtzahl und  $I$  das effektive Ionisationspotential darstellt. Die ersten zwei Terme sind die ursprüngliche Bethe-Bloch-Formel, der erste Term geht

für  $\beta \rightarrow 1$  gegen unendlich, was in der Realität natürlich nicht erreicht wird. Die Abschwächung der Ionisierung bei großen Geschwindigkeiten aufgrund der Abschirmung des Feldes durch die Polarisierung der Atome des Mediums wird durch den Dichtekorrekturterm  $\delta(\beta)$  beschrieben.

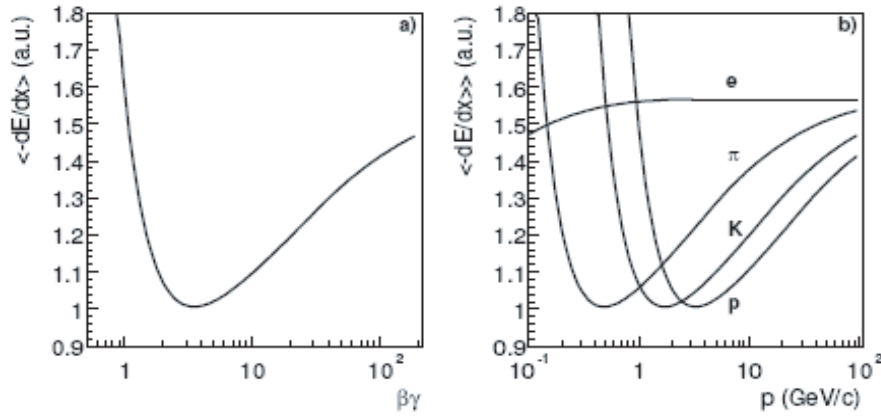


Abbildung 4.3: Abhängigkeit des spezifischen Energieverlustes von der Geschwindigkeit (links) und vom Impuls (rechts).

Für den nichtrelativistischen Bereich zeigt die Bethe-Bloch-Kurve (siehe Abbildung 4.3, links) einen Abfall gemäß  $\frac{1}{\beta^2}$ , bei relativistischen Geschwindigkeiten hingegen einen logarithmischen Anstieg mit  $\beta$ . Wird der Energieverlust nicht als Funktion von  $\beta$  sondern als Funktion des Gesamtimpulses  $p_{tot} = mc\beta$  aufgetragen (siehe Abbildung 4.3, rechts), so ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Massen unterschiedliche Kurven für die verschiedenen Teilchen. Da sich die meisten gemessenen Spuren in der Region des relativistischen Anstiegs befinden ( $p > 10$  GeV), wo der Energieverlust von Kaonen, Protonen und Pionen ziemlich nahe beieinanderliegt, ist es sehr wichtig, die bestmögliche Auflösung der  $dE/dx$  Messung zu erhalten, um Korrekturen und Kalibrierungen durchzuführen.

## 4.2 Korrekturen und Kalibrierung

### 4.2.1 Kalibrieren der TPCs

Die TPCs müssen Pad für Pad kalibriert werden. Während eigens dafür vorgesehenen Kalibrationsruns (ohne Strahl) wurde radioaktives  $^{83}\text{Kr}$  in das Detektorgas geleitet. Das Krypton Isotop hat eine mittlere Lebensdauer von 1.9 Stunden und emittiert ein wohlbekanntes Spektrum von Elektronen mit Energien bis zu 41.6 keV. Da bei der Krypton-Kalibrierung eine andere Spannung an den Felddrähten anliegt, als bei der Datennahme, wird für jeden Sektor eine zusätzliche Kalibrierungskonstante bestimmt. Diese Konstanten sind so festgelegt, daß der gemessene



Energieverlust für Pionen der Bethe-Bloch-Formel mit einem festen Satz von Parametern folgt.

### 4.2.2 Threshold-Korrektur

Um Rauschen zu unterdrücken und das Datenvolumen auf den Tapes zu reduzieren, wird ein sogenannter Schwellenschnitt (threshold cut) angewendet, der mindestens 5 ADC Counts in den digitalisierten Daten fordert. Dieser Schwellenschnitt unterdrückt nicht nur das Rauschen, sondern entfernt auch die Seitenschwänze der Ladungs-Cluster. Der resultierende Ladungsverlust hängt von der totalen gemessenen Ladung und der Form der Ladungscluster ab, welche über den Winkel der Tracks zu den Pads bestimmt wird. Die Breite der Cluster hängt wegen Diffusionseffekten auch von der vertikalen Koordinate der TPCs ab. Um auf diese Verluste zu korrigieren, werden die gemessenen Spuren mit einem Produkt von zwei Gaußverteilungen, einer in Zeitrichtung und einer in Richtung entlang der Pad-Reihen, gefittet. Die Breiten der gefitteten Gaußverteilungen werden aus den Spurwinkeln und der y-Koordinate berechnet. So bleibt der einzige freie Parameter in dem Fit die totale Ladung des Clusters. Diese Prozedur ist am besten in den MTPCs anwendbar, wo die Winkel zwischen den Spuren und den Pads relativ klein sind, und die Form der Cluster gut durch das Produkt von zwei Gaußverteilungen beschrieben werden kann. In den VTPCs dagegen können die Winkel zwischen Spuren und Pads groß sein, was zu verbreiterten Clustern führt, die nicht mehr gaußförmig sind, daher werden diese Korrekturen nur in den MTPCs angewendet.

### 4.2.3 Driftlängen-Abhängigkeit

Die gemessene totale Ladung eines Clusters hängt von dem Abstand der Spur zu der Ausleseebene ab. Dies ergibt sich aus der Aufnahme von Elektronen durch das Detektorgas (ungefähr 2% Ladungsverlust pro Meter). Der kombinierte Effekt von der Verbreiterung des Clusters aufgrund von Diffusion und des ADC Thresholds verursacht ebenfalls eine Abhängigkeit des Ladungsverlustes von der Driftlänge. Die y-Abhängigkeit der Cluster Ladungen in den Daten wird benutzt, um den Ladungsverlust pro Driftlängeneinheit zu bestimmen und die Clusterladungen werden dann auf diesen Effekt korrigiert.

## 4.3 Globales $dE/dx$

Die meisten Analysen bei NA49 benutzen nur  $dE/dx$ -Informationen aus den MTPCs für die Teilchenidentifizierung, denn dort beträgt die Länge der Spuren 4 m,

anstatt nur 2 m, wie in den VTPCs. Daher ist die Prozedur in den MTPCs gut studiert, und die Korrekturen sind an die MTPCs angepaßt. Wegen des unterschiedlichen Detektorgases in MTPC und VTPC ist die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Teilchenimpuls unterschiedlich. Deswegen wird der Energieverlust in den VTPCs mit einem Faktor skaliert, der sich aus dem parametrisierten Energieverlust in VTPC und MTPC aus Formel 4.2. ergibt. Der gewichtete Mittelwert aus den Messungen in den verschiedenen TPCs wird als globaler Energieverlust benutzt.

### 4.4 Speichern der Daten

Die Rekonstruktion eines einzelnen Blei-Blei Ereignisses dauert zwischen 6 und 8 Minuten, wobei dieses vorher eine Rohdaten-Größe von 8-10 MByte hatte. Nach der Rekonstruktion beträgt die Größe eines Events nur noch 2-3 MByte, weil nun die Spurpunkte nicht mehr gespeichert werden. Die Ereignisse werden in Runs von ca. 13000 Ereignissen auf einem Data Summary Tape (DST) gespeichert, für die endgültige Analyse werden jedoch sogenannte mini-DSTs verwendet, auf denen nur noch die wichtigsten Informationen, wie Impuls, spezifischer Energieverlust und Impaktparameter, verzeichnet sind. Hier hat ein Ereignis dann nur noch eine Größe von 150-200 kByte.

Zur Analyse gibt es im NA49-Experiment ein Softwarepaket mit dem Namen ROOT, das inzwischen auch schon in anderen Bereichen, die über die Physik hinausreichen, Anwendung gefunden hat. ROOT beinhaltet einen Compiler, graphische Darstellungsmöglichkeiten und viele numerische Fitroutinen; die Sprache ist C++.

### 4.5 $V^0$ Rekonstruktion

Der Name  $V^0$  stammt aus der Form des Zerfalls, denn das neutrale Lambda zerfällt schwach in zwei entgegengesetzt geladene Teilchen, die sich im Magnetfeld der TPCs wie ein V auffächern. Hier wird scherzhaft zwischen „Sailor“ und „Cowboy“ unterschieden, bei den letzteren überkreuzen sich die beiden Spuren und sehen daher aus wie ein Cowboy, der zu lange auf dem Pferd gegessen hat.

Wurden nun durch die Rekonstruktionskette die globalen Spuren aller geladenen Teilchen gefunden, so müssen aus ihnen die Spuren der geladenen Zerfallsprodukte des Lambdas extrahiert werden. Hierzu gibt es den sogenannten  $V^0$ -Finder (client: *v0find*), der eine Anzahl von Schnitten (siehe dazu auch Tabelle 4.1) auf die rekonstruierten Daten anwendet, daneben gibt es noch den Client *v0fit*, der die kinematischen Größen der  $V^0$ -Kandidaten bestimmt.

Variable	Kriterium
gemessene Punkte	$\geq 10$ (VTPC-1) bzw. $\geq 20$ (VTPC-2)
$dca_x$	$\leq 0.5$ cm
$dca_y$	$\leq 0.25$ cm
$z_{vertex}$	$\geq -555$ cm
$ x_{targ} $	$\leq 25$ cm
$ y_{targ} $	$\leq 25$ cm
$\Phi$	$\geq 0.2$ rad $\leq 2.9$ rad
$ y1minx2 $	$\geq 0.75$ cm
$dip - cut$	$= 1$
$p_t^{Arm}$	$\geq 0.35$ GeV/c

Tabelle 4.1: Die im v0finder angewandten Schnitte

#### 4.5.1 Standard- und Auxiliary-Schnitte

Die „standard  $V^0$  cuts“ unterscheiden drei verschiedene Zerfallstopologien der  $V^0$ , je nachdem auf welcher Seite und in welcher TPC die Spuren liegen. Der erste Typ –genannt VT1- $V^0$ – hat die ersten Spurstücke beide in einer Seite der VTPC-1. Beim zweiten Typ hingegen ist es egal, auf welcher Seite die ersten Spurstücke liegen, aber sie sollen in der VTPC-2 liegen und werden dementsprechend VT2- $V^0$  genannt. Als drittes gibt es noch den Typ COMBI, hier verläuft das erste Spurstück in der VTPC-1 und das zweite auf der gegenüberliegenden Seite in der VTPC-2. Alle anderen Kombinationen werden verworfen.

Schon bei der Analyse der Lambdas bei 40, 80 und 158 AGeV [26] wurde auf die „standard cuts“ verzichtet und eine neue Klasse von Such-Kriterien, nämlich die „auxiliary cuts“ eingeführt, welche auch in der vorliegenden Arbeit angewendet wurden. Eine geeignete Wahl der Schnitte wurde durch Simulationen und durch Optimierung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses getroffen. Im Gegensatz zu der Standard-Klasse gibt es hier kein  $|x1minx2|$  –Kriterium mehr, weil hierdurch  $V^0$ -Teilchen mit hohen Transversalimpulsen verworfen werden. Dafür wurden ein  $|y1miny2|$  Kriterium, der  $y_{targ}$  und der  $dip - cut$  eingeführt, wobei  $|y1miny2|$  den Abstand beschreibt, den die zurückextrapolierten Tochterspuren des Lambdas in y-Richtung in der Targetebene voneinander haben. Das  $z_{vertex}$  Kriterium wurde sehr schwach gewählt:  $z_{vertex} \geq -555$  cm, dagegen das  $dca$ -Kriterium enger (von 1 cm auf 0.5 in x-Richtung und 0.25 cm in y-Richtung). Es hat sich gezeigt, daß die Anzahl der  $V^0$ -Kandidaten um einen Faktor vier angestiegen ist.

Die  $V^0$ -Suche geht folgendermaßen vonstatten: alle Spuren mit mehr als 10 Punkten in der VTPC-1 bzw. 20 Punkten in der VTPC-2 werden mit einer Schrittweite von 2 cm zum Hauptvertex zurückextrapoliert. Nun werden die negativen Spuren mit den positiven kombiniert und der Punkt gesucht, an dem die Spuren am nächsten

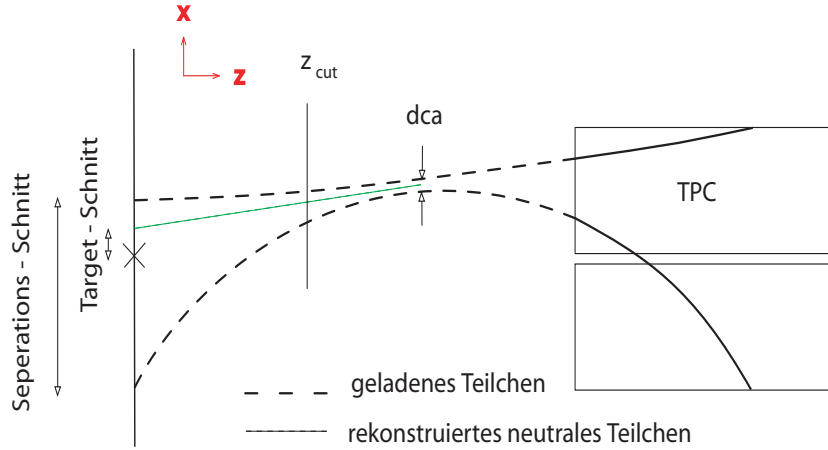


Abbildung 4.4: Zur Verdeutlichung der Zerfallstopologie des Lambdas: die beiden geladenen Zerfallsteilchen werden zum Hauptvertex zurückextrapoliert und es werden die Schnitte  $z_{cut}$  und  $dca$  angewendet (Separations-Schnitte). Dann werden noch die sogenannten Target-Schnitte angewendet, sie sollen diejenigen Pionen und Protonen ausfiltern, die selber direkt vom Hauptvertex stammen.

beieinander liegen, es wird also das Minimum der distance of closest approach ( $dca_x$ , bzw  $dca_y$ ) gesucht. Liegen zwei Spuren näher als 0.5 cm in der x-Richtung oder 0.25 cm in der y-Richtung beieinander, so werden sie als  $V^0$ -Kandidaten akzeptiert. Die weiteren Schnitte, die an den Daten angewendet werden, wurden gleichfalls durch Simulationen ermittelt, Tabelle 4.1 gibt einen Überblick. Ziel der Simulation war es, möglichst viele wahre  $V^0$ -Kandidaten zu finden, aber dennoch den Untergrund so gering wie möglich zu halten.

In Abbildung 4.4 sollen die geometrischen Parameter noch einmal verdeutlicht werden. Der wichtigste Schnitt ist der in der z-Richtung, der Vertex des  $V^0$ -Zerfalls soll einen Wert größer als  $-555$  cm haben. Aus der Zeichnung läßt sich gut der gebogene Verlauf der geladenen Teilchen in den TPCs erkennen. Da die Zerfallsteilchen nicht direkt vom Target stammen sollen, wird gefordert, daß der Abstand der rekonstruierten Spuren in der Targetebene mindestens 0.75 cm in y-Richtung beträgt. Die extrapolierte Spur des Lambdas dagegen soll innerhalb eines kleinen Bereiches vom Hauptvertex stammen, deswegen wird später in der Analyse noch ein  $x_{target}$  und  $y_{target}$  Schnitt angebracht.

In Abbildung 4.5 ist ein weiteres Kriterium dargestellt, nämlich der Winkel  $\Phi$ . Dieser ist definiert aus den zwei wie folgt konstruierten Vektoren  $\mathbf{n}$  und  $\mathbf{y}'$ : mit  $\mathbf{n}$  wird die Normale bezeichnet, die auf den Impulsvektoren der Zerfallsteilchen Proton und Pion liegt.  $\mathbf{y}'$  dagegen steht senkrecht auf dem Impulsvektor des  $V^0$  (Lambdas) und soll außerdem in der gleichen Ebene wie die y-Achse des NA49 Koordinatensystems (vergl. 3.3) und des  $V^0$ -(Lambda)-Impulsvektors liegen. Unter der Annahme, daß der Lambda-Zerfall isotrop in alle Raumrichtungen ist, sollte die  $\Phi$ -Verteilung flach

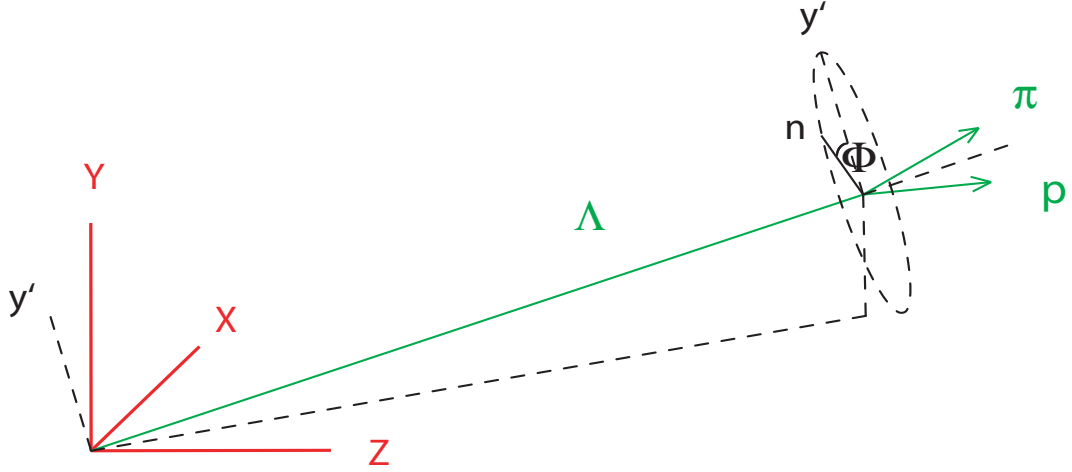


Abbildung 4.5: Der Winkel  $\Phi$ , aufgespannt durch den Vektor  $y'$ -senkrecht auf dem Impulsvektor des Lambdas stehend- und der Normalen  $n$  auf der Ebene von den Impulsvektoren der Zerfallsteilchen.

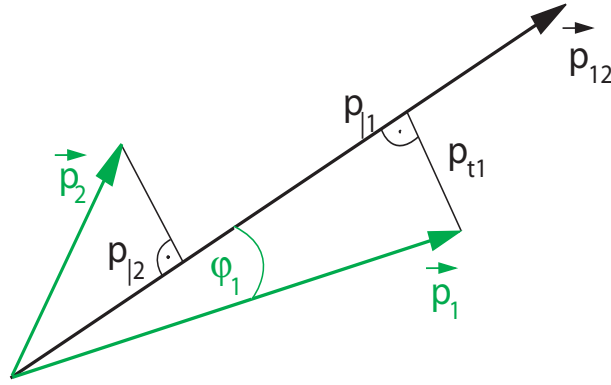


Abbildung 4.6: Zur Definition der Armenteros-Variablen: Impulsdiagramm des Zweikörperzerfalls im Laborsystem.

sein. Es zeigte sich jedoch [22], daß Untergrund-erzeugende  $V^0$  bei Winkeln von 0 und  $\pm \pi$  auftreten. Deswegen wird hier ein Schnitt von  $0.2 \leq \Phi \leq 2.9$  angelegt.

Der letzte angewendete Schnitt wird ist nicht geometrisch, sondern kinematisch und zwar ist es das Armenteros Kriterium. In Abbildung 4.7 ist der Armenteros-Impuls  $p_t^{Arm}$  gegen die Armenteros-Variable  $\alpha$  aufgetragen, die Größen sind folgendermaßen definiert:

$$\alpha \equiv \frac{p_{1l} - p_{2l}}{p_{1l} + p_{2l}}, \quad p_t^{Arm} \equiv p_1 \cdot \sin(\varphi_1) \quad (4.3)$$

mit

$$p_{1l} \equiv \vec{p}_i \cdot \frac{\vec{p}_{12}}{p_{12}}. \quad (4.4)$$

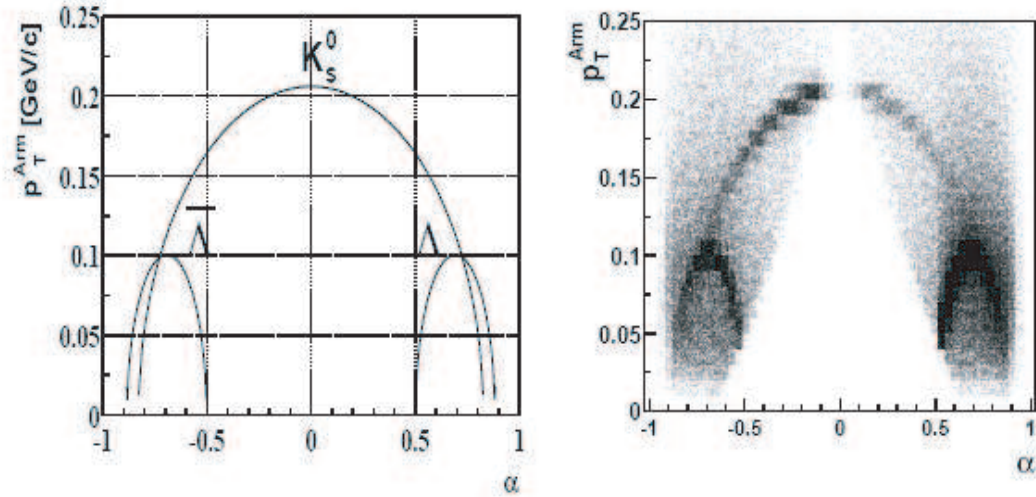


Abbildung 4.7: Theoretisches Armenteros-Diagramm (links) und entsprechendes Diagramm nach Anwendung aller Schnitte (rechts).

Hierbei sind  $p_1$  und  $p_2$  die Impulse der Tochterteilchen im Laborsystem,  $p_{il}$  sind ihre Projektionen auf den  $V^0$ -Impuls  $p_{12} = p_1 + p_2$  und  $\varphi_1$  ist der Winkel zwischen dem  $V^0$ -Impuls und dem Impulsvektor des positiven Teilchens. Der Konvention nach bezeichnet immer der Index 1 das positive und 2 das negative Teilchen. Die zwei Armenteros-Variablen sind kinematische Variablen, die nicht mehr von der Geschwindigkeit des  $V^0$ -Teilchens abhängen.

Im obigen Diagramm (Abbildung 4.7) ist eine um null symmetrische Verteilung der Armenteros-Variablen  $\alpha$  für  $K_s^0$  zu sehen, jedoch eine bei null gespiegelte Verteilung für Lambda und Antilambda. Das liegt daran, daß das Lambda in zwei Teilchen unterschiedlicher Masse zerfällt, Kaonen aber in Teilchen gleicher Masse (2 Pionen). Das Vorzeichen von  $\alpha$  gibt also an, welches der beiden Teilchen —das positive oder das negative— die größere Masse besitzt. Jedes  $V^0$ -Teilchen ist in einer elliptischen Form im Armenteros Diagramm sichtbar; die Halbachsen und Zentren der Ellipsen hängen von der Masse des  $V^0$ , den Massen der Tochterteilchen und dem Q-Wert des Zerfalls ab. Das Maximum in  $p_t^{arm}$  ergibt sich für:

$$\alpha_{max} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_{12}^2}.$$

Es wird nun zum einen auf Teilchen mit einem Armenterosimpuls kleiner als 0.35 GeV/c geschnitten, weil sich in diesem Bereich Elektronen-Paare aus  $\gamma$ -Konversion befinden. Der zweite Schnitt kommt im Schnittpunkt der Kurven von Lambdas und Kaonen bei  $|\alpha| \geq 0.7$  zum Tragen, der in der Abbildung gut erkannt werden kann. Die Kaonen-Masse wird ausgeschnitten, um genau diesen Überlappungsbereich auszuschließen.

### 4.5.2 Bestimmung der Variablen

Mit dem Client *v0find* wird eine geometrische Anpassung an die Teilchenspuren durchgeführt, um deren Impulse zu bestimmen. Dann werden die Impulse noch einmal unter der Bedingung angefitet, daß sie von einem gemeinsamen  $V^0$ -Vertex stammen. Es wird ein Fit nach der Levenburg-Marquardt Prozedur mit neun freien Parametern angelegt und zwar den drei Ortskoordinaten des  $V^0$ -Vertex und den jeweils drei Impulskomponenten der zwei Zerfallsspuren. Durch diesen zweiten Fit kann die Auflösung der Masse um 20 – 25% verbessert werden, die des Impulses um 15 – 20%.





# 5 Analyse

*“Yesterday’s sensations, today’s calibrations, tomorrow’s background.”  
(R.P. Feynman )*

Im NA49 Experiment kann eine große Anzahl von Observablen gemessen werden, so zum Beispiel Transversalimpulsspektren identifizierter Hadronen ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ,  $K^-$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ,  $\bar{d}$ ). Liegen diese in verschiedenen Rapiditäts-Bins vor, so können Rapiditätsspektren extrahiert werden. Zudem kann die Produktion von seltsamen und mehrfach seltsamen Teilchen ( $K_s^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Xi$ ,  $\bar{\Xi}$ ,  $\Omega$ ,  $\bar{\Omega}$ ) über ihre Zerfallsprodukte und deren invariante Massenspektren gemessen werden. Dasselbe geschieht für Resonanzen ( $\phi$ ,  $\Delta^{++}$ ,  $\Lambda(1520)$ ,  $K(890)$ ,  $\Sigma(1385)$ ). Wegen der großen Phasenraumakzeptanz können Event-by-Event-Fluktuationen gemessen werden, während zusätzlich die gute Impuls- und Zweispurauflösung die Messung von kurzreichweitigen Teilchenkorrelationen möglich macht. Als letztes sei die Messung des elliptischen und des gerichteten Flusses genannt. Die Analyse der Produktion der einfach seltsamen Teilchen  $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$  bei 20 und 30 AGeV soll in diesem Kaptiel vorgestellt werden.

## 5.1 Verwendete Datensätze

Wie aus Tabelle 5.1 zu ersehen, wurden in dieser Arbeit nur die zentralsten 7.2% der Daten analysiert. Ein Maß für die Zentralität ist  $E_{veto}$ , die Energie, die im Vetokalorimeter (siehe Abschnitt 3.7) gemessen wird. Das Vetokalorimeter ist so plziert, daß es die Energie der aus der Strahlrichtung einfliegenden Teilchen nach der Reaktion misst. Bei peripheren Stößen ist jeweils nur ein Teil der beiden Kerne an der Reaktion beteiligt, der Rest fliegt beinahe unbeteiligt vorbei und deponiert einen großen Anteil Energie im Kalorimeter. Bei einem zentralen Stoß dagegen sind fast alle Nukleonen an der Reaktion beteiligt und es wird nur eine kleine Energie verzeichnet. Eine weitere Größe, die sich zur Zentralitätsbestimmung der Kollisio-

Energie	20 GeV	30 GeV
Datensatz (mini-DST)	03J	02G
Anzahl der Events	347 828	414 837
Zentralität	7.2% most central	7.2% most central

Tabelle 5.1: Verwendete Datensätze.

nen eignet, ist die Anzahl der gemessenen, geladenen Teilchen  $N_{charged}$ . Je zentraler der Stoß, um so mehr Teilchen werden detektiert. Werden nun diese beiden Größen, Vetoenergie  $E_{veto}$  und Anzahl der geladenen Teilchen  $N_{charged}$  gegeneinander aufgetragen, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang, der schon in Abbildung 3.5 in Abschnitt 3.7 vorgestellt wurde. Eine Zentralität von 7.2% entspricht nach einer Glauber-Modell-Rechnung  $\langle N_w \rangle = 349$ .

## 5.2 Das Lambda-Hyperon

Das Lambda ( $uds$ ) ist mit einer Masse von  $(1.115683 \pm 0.006)$  MeV das leichteste unter den Hyperonen, es trägt im Gegensatz zum  $\Omega$  und  $\Xi$  auch nur ein Strange-Quark, weswegen es im Vergleich zu diesen einfacher zu produzieren ist. Das Lambda hat eine Lebensdauer von  $\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-10}$  Sekunden im Ruhesystem, es zerfällt typischerweise nach einer zurückgelegten Wegstrecke von

$$s = \gamma\beta \cdot c\tau_0.$$

Da das Lambda neutral ist, kann es nicht in den Detektoren nachgewiesen werden, weil diese nur geladene Teilchen detektieren können. Zum Nachweis des Lambdas wird deswegen ausgenutzt, daß es in geladene Teilchen zerfällt, nämlich in ein Proton und ein  $\pi^-$ -Meson. Die Zerfallskanäle mit ihren Verzweungsverhältnissen seien im folgenden aufgelistet:

$$\begin{array}{ll} \Lambda \rightarrow p + \pi^- & 63.9\% \\ \Lambda \rightarrow n + \pi^0 & 35.7\% \end{array}$$

Die in der Analyse verwendeten Lambdas werden durch den Client *v0find* (siehe Abschnitt 4.5) aus den Daten extrahiert. Um den Beitrag des Untergrunds so gering wie möglich zu halten, wird eine Reihe von Schnitten angewendet, die im folgenden erklärt werden sollen.

## 5.3 Ereignisschnitte

Zuerst sollen die Ereignisschnitte erläutert werden, die durch einfache geometrische Kriterien solche Ereignisse ausschliessen sollen, die nicht direkt am Hauptvertex stattgefunden haben. Dies ist zum einen das sogenannte *Iflag*-Kriterium, welches so etwas wie eine Güteklasse der Ereignisse darstellt. Jedes richtige Ereignis stammt vom Hauptvertex, also dem Interaktionspunkt zweier Bleikerne. Die Rekonstruktionskette versucht, diesen Hauptvertex mit Hilfe der gefundenen Spuren zu finden. Wenn sich nach einigen wenigen Iterationsschritten die Spuren in einem Ereignis zum Hauptvertex fitten lassen, so werden sie mit *Iflag* = 0 gekennzeichnet. Probleme bei der Hauptvertex-Bestimmung können zum Beispiel sekundäre Wechselwirkungen sein, also solche, die nicht am Hauptvertex stattgefunden haben und zu

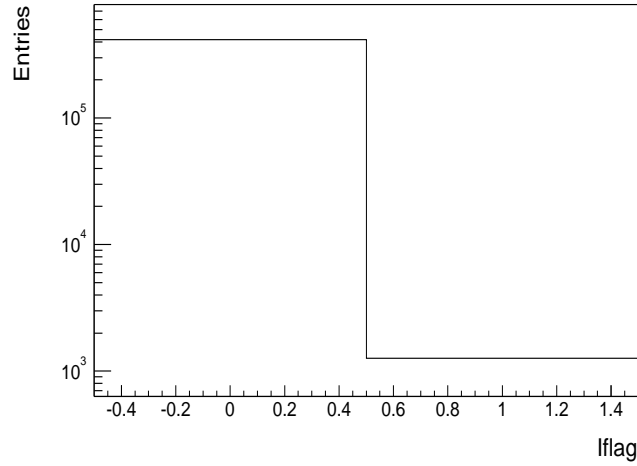


Abbildung 5.1: Das Kriterium  $Iflag$ , eine sogenannte Güteklasse der Ereignisse.

großen Spurmultiplicitäten führen, Interaktionen mehrerer Strahlteilchen, Probleme bei der Vertexanpassung und weitere.

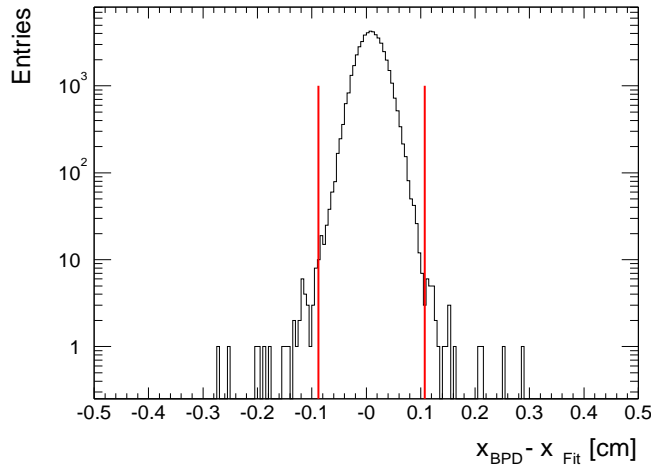


Abbildung 5.2: Dargestellt ist die Differenz der Verteilungen von  $x_{pbd}$  und  $x_{fit}$  bei 30 AGeV, die angebrachten Schnitte sind als vertikale Striche verdeutlicht.

Des weiteren wird auf die Position des Hauptvertex geschnitten, welche zum einen mit den Strahl-Positions-Detektoren (beam-position-detectors, BPD) und zum anderen mit einer Fitmethode ermittelt wird. Im Idealfall sollen diese beiden Methoden gleiche Ergebnisse zeigen, in der Realität ist das aber nicht der Fall, weswegen ein Schnitt auf die Differenz der beiden Größen eingeführt wird. Dies geschieht für die

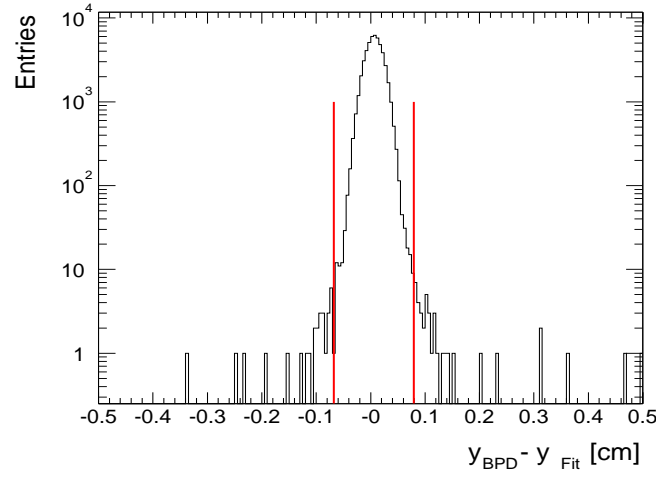


Abbildung 5.3: Dargestellt ist die Differenz der Verteilungen von  $y_{pbd}$  und  $y_{fit}$  bei 30 AGeV, die angebrachten Schnitte sind als vertikale Striche verdeutlicht.

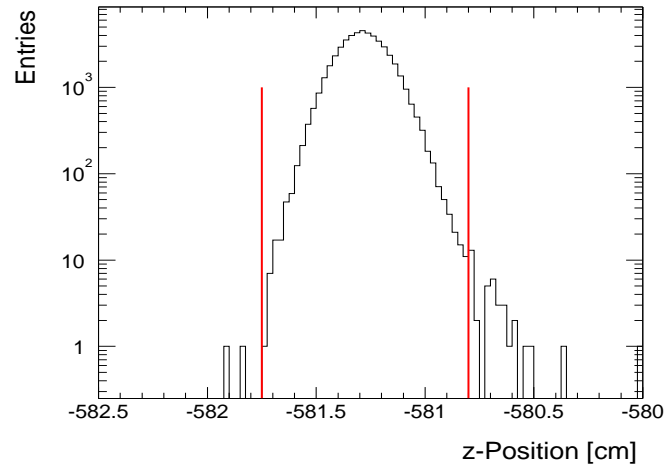


Abbildung 5.4: Dargestellt ist die Verteilung von  $z_{fit}$  bei 30 AGeV, als vertikale Striche sind die angebrachten Schnitte verdeutlicht.

Positionen in x- und y-Richtung, in der z-Richtung wird die Position nur durch die geometrische Anpassung bestimmt. Die Verteilungen dieser Größen und die angebrachten Schnitte sind aus den Abbildungen 5.2 bis 5.4 ersichtlich. Einen Überblick über die numerischen Werte der angewendeten Schnitte gibt Tabelle 5.2.

Variable	Kriterium
$Iflag$	0
$x_{BPD} - x_{Fit}$	$\geq -0.1075$ $\leq 0.088$
$y_{BPD} - y_{Fit}$	$\geq -0.068$ $\leq 0.062$
$z_{Fit}$	$\geq -581.75$ $\leq -580.8$

Tabelle 5.2: Die angewendeten Ereignis-Schnitte.

## 5.4 Spur- und $V^0$ -Schnitte

Die weiteren angewendeten Schnitte können in zwei verschiedene Gruppen eingeteilt werden, zum einen sind es solche, die sich auf die Eigenschaften einer Spur beziehen (Spur-Schnitte) und zum zweiten solche, die sich auf die beiden Zerfallspuren des  $V^0$  beziehen ( $V^0$ -Schnitte). Zur ersten Gruppe zählen die Lebensdauer, der spezifische Energieverlust der Teilchen, und der Pionenimpuls. Die zweite Gruppe beinhaltet Schnitte auf den Spurabstand der Teilchen in der Targetebene, die z-Koordinate des  $V^0$ -Zerfalls, die  $\cos\theta^*$ -Verteilung und die Position des Zerfallsvertex. Eine Zusammenstellung findet sich in Tabelle 5.3.

### 5.4.1 Spurschnitte

#### 5.4.1.1 Lebensdauer

Da es sich bei dem Lambda um ein instabiles Teilchen handelt, ist die Lebensdauer eine geeignete Größe, um Untergrund zu beseitigen. Das exponentielle Zerfallsgesetz, das die Anzahl der nach einer bestimmten Eigenzeit  $\tau$  noch vorhandenen Lambdas angibt, lautet folgendermaßen:

$$N(\tau) = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (5.1)$$

Der Quotient  $\frac{\tau}{\tau_0}$  ( $\tau_0$  ist die charakteristische mittlere Lebensdauer, die dem Particle Data Booklet entnommen werden kann), resultiert bei logarithmischer Auftragung in einem linearen Abfall der Anzahl der  $V^0$ -Teilchen. Abweichungen von diesem Verlauf werden auf unkorrelierte Teilchenpaare zurückgeführt, es wird ein Schnitt von  $0.3 < \frac{\tau}{\tau_0} < 5$  angewendet, dieser ist in Abbildung 5.5 mit vertikalen Strichen angedeutet.

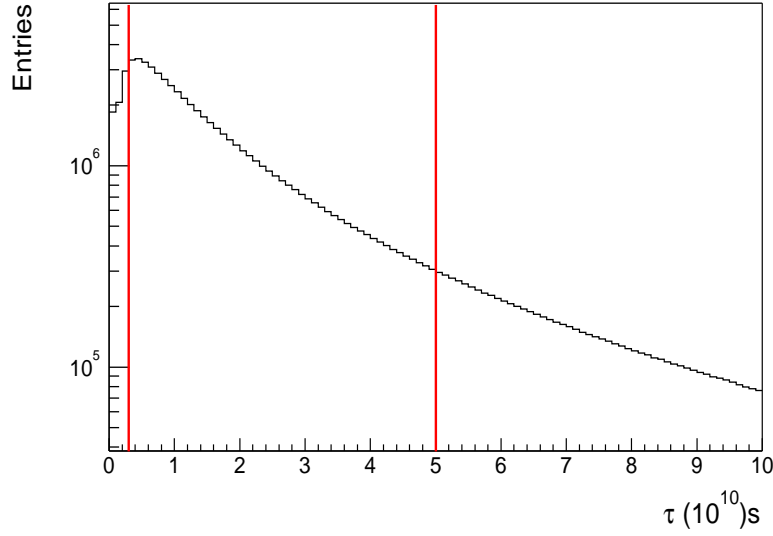


Abbildung 5.5: Die Verteilung der Lebensdauer der Lambdas, mit vertikalen Strichen sind die angebrachten Schnitte angedeutet.

#### 5.4.1.2 Spezifischer Energieverlust

Die Teilchenidentität der Lambda-Zerfallsteilchen wird in den TPCs über ihren spezifischen Energieverlust berechnet. Dieser kann mit einer Bethe-Bloch-Kurve parametrisiert werden (vgl. Kapitel 4).

In der Abbildung 5.6 ist der spezifische Energieverlust für vier verschiedene Teilchensorten (Proton,  $K^+$ ,  $\pi^+$ ,  $e^+$ ) in einem bestimmten Impulsintervall dargestellt, es wurde hier ein Fit aus vier sich überlappenden Gaußfunktionen mit sechs freien Parametern (Position der  $dE/dx$ -Kurve, Breite  $\sigma$  und Höhe) angelegt.

Der Pionenpeak ist deutlich zu erkennen, auf diese Größe muß also kein Schnitt angelegt werden. Um jedoch die Protonen aus Lambda- und die Antiprotonen aus Antilambda-Zerfällen zu extrahieren, wird ein Schnitt angelegt, der alle Teilchen verwirft, die nicht der folgenden Bedingung genügen:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \leq \frac{dE}{dx}_{Mean} + 3.5\sigma \quad (5.2)$$

Hierbei ist  $\sigma$  die Auflösung des Energieverlustes, die von dem Impuls  $p_{tot}$  abhängt:

$$\sigma_{\frac{dE}{dx}}(p) = \frac{A_0}{\sqrt{A_1 + p_{tot}}} + A_2 \quad (5.3)$$

Die Auflösung  $\sigma$  wird mit steigendem Impuls besser. Damit kann der größte Teil

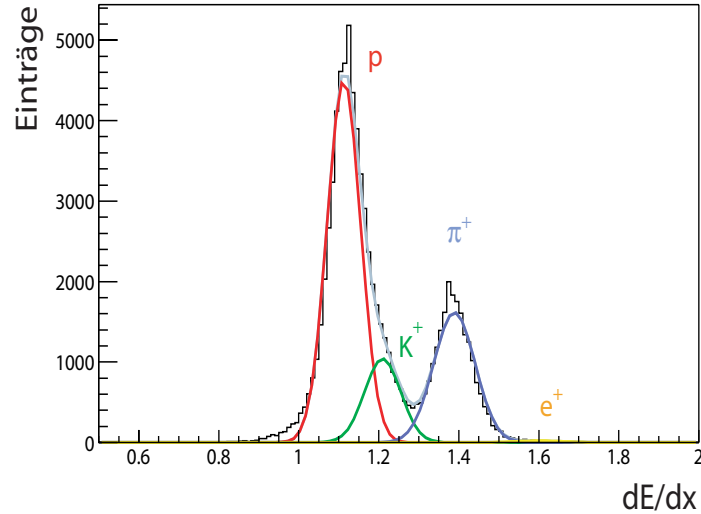


Abbildung 5.6:  $dE/dx$  - Verteilung der verschiedenen Teilchen p,  $K^+$ ,  $\pi^+$ ,  $e^+$  mit dem entsprechenden Gaußfit im Impulsbereich von 5.62 - 6.30 GeV/c. Der Protonen-Peak ist links zu erkennen, von dem der Kaonen-Peak fast völlig verdeckt wird. Der kleinere Peak rechts stammt von den Pionen, der Positronen-Peak ganz rechts ist kaum sichtbar.

der Pionen beseitigt werden, ohne große Verluste an Protonen zu verzeichnen.

#### 5.4.1.3 Zerfallsteilchen mit kleinem Impuls

Der in der Analyse der Lambdas bei 40, 80 und 158 AGeV [26] eingeführte Schnitt auf den Pionenimpuls wurde bei 20 und 30 AGeV beibehalten:  $p_{\text{pion}} \geq 0.7$  GeV/c. Dieser Schnitt ergibt sich aus der folgenden Überlegung: Teilchen mit kleinem Impuls haben einen großen Winkel in den TPCs, (siehe Abbildung 5.7), mitunter bis zu  $90^\circ$ .

Da die VTPCs zwar so entwickelt wurden, daß die Pads einen Neigungswinkel von bis zu  $55^\circ$  haben, um eine optimale Ortsauflösung für die primären Pionen zu erhalten, ist bei diesen hohen Winkeln die Wahrscheinlichkeit groß, daß die Spuren nicht rekonstruiert werden. Damit kann auch das dazugehörige Lambda nicht rekonstruiert werden. Um dieses zu vermeiden, wird auf den Pionenimpuls geschnitten. Der Verlust aufgrund dieses Schnittes beträgt etwa 10%, da dieser Anteil von Lambdas Zerfallspionen mit kleinen Laborimpulsen besitzt.

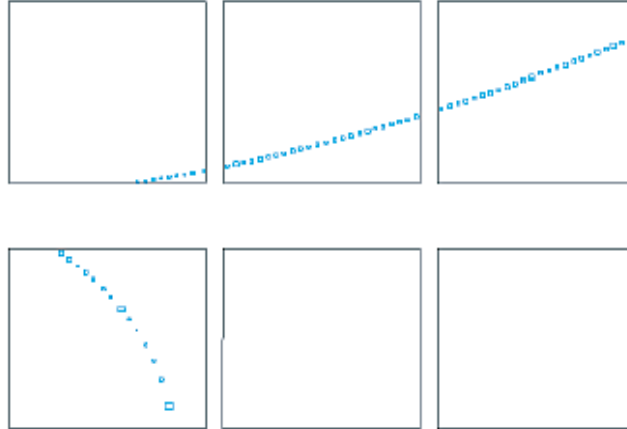


Abbildung 5.7: Andeutung der unterschiedlichen Winkel, die die zwei Zerfallsprodukte des Lambdas in den TPCs haben, abhängig von ihrem Impuls. Dieses Lambda wurde nicht rekonstruiert, da der Winkel des niedereenergetischen Pions zu groß war. (unten: Pion, oben: Proton)

## 5.4.2 $V^0$ -Schnitte

### 5.4.2.1 Spurabstand in der Targetebene

Als erstes wird der Abstand der zurückextrapolierten Spur des Lambdas in x- und y-Richtung vom Target in der Targetebene betrachtet. Dieser soll in x-Richtung nicht mehr als 0.5 cm und in y-Richtung nicht mehr als 0.25 cm betragen, da wahre  $V^0$ -Kandidaten direkt vom Hauptvertex stammen sollen. In Abbildung 5.8 sind die Verteilungen für  $x_{target}$  und  $y_{target}$  für die analysierten Daten denen, die sich aus der Simulation ergeben, gegenübergestellt.

Schon bei der  $V^0$ -Rekonstruktion wird ein Schnitt auf die  $z_{vertex}$ -Position der Lambdas durchgeführt. Es wird gefordert, daß sie mindestens 30 cm hinter dem Target zerfallen. Bei der eigentlichen Analyse wird der Schnitt aber noch einmal enger gewählt und zwar auf  $z_{vertex} \geq -550$  cm, denn  $V^0$ -Kandidaten, deren Zerfallsvertex in der Nähe des Targets liegt, haben eine große Wahrscheinlichkeit, daß eine der Zerfallsspuren vom Hauptvertex –also nicht aus einem Lambdazerfall– stammt. Die Verteilungen für  $z_{vertex}$  (analysierte und simulierte Daten) sind im Vergleich in Abbildung 5.9 dargestellt.

Zur Veranschaulichung dieser Schnitte soll die Skizze 5.10 dienen, in der die Target-Ebene und die Größen angedeutet sind, auf die geschnitten wird.



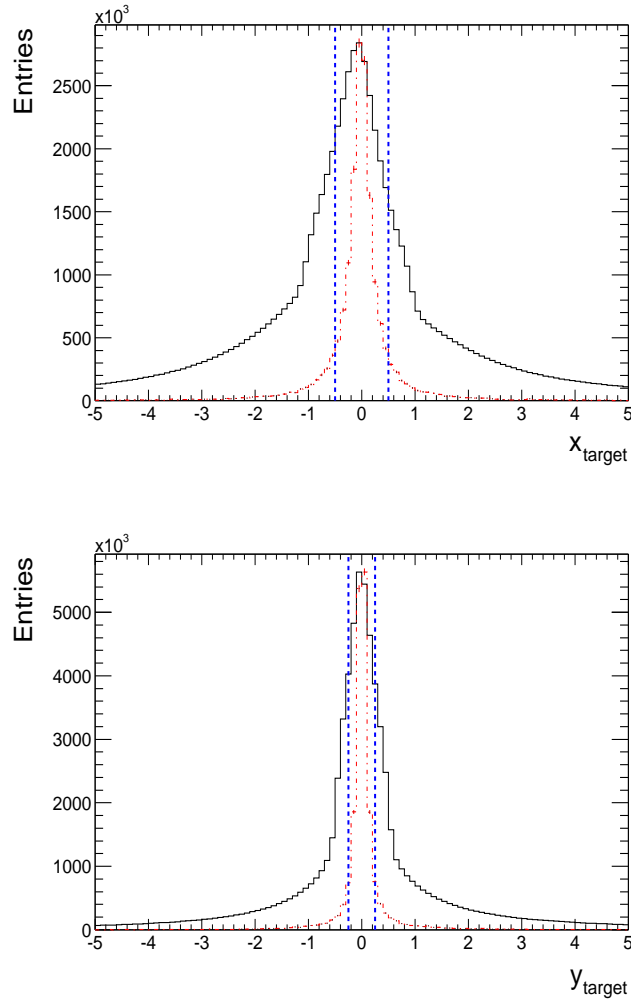


Abbildung 5.8: Die  $x_{target}$  und  $y_{target}$  Verteilungen der simulierten (rote gepunktete Linien) und der echten (schwarze durchgehenden Linien) Daten im Vergleich. Mit den vertikalen blau gestrichelten Linien sind die angewendeten Schnitte angedeutet.

#### 5.4.2.2 $\cos \theta^*$

Im  $V^0$ -Ruhesystem werden die Zerfallsteilchen isotrop in alle Richtungen emittiert, demnach wird einen flacher Verlauf der  $\cos \theta^*$ -Verteilung erwartet. Die Anzahl der Teilchen pro Phasenraumwinkelelement  $\frac{dN}{d\Omega^*}$  soll im Mittel konstant sein. Mit  $d\Omega^* = \sin \theta^* d\theta^* d\phi^*$  ergibt sich

$$\frac{dN}{d\theta^*} \propto \sin \theta^*,$$

bzw

$$\frac{dN}{d(\cos \theta^*)} = const.$$

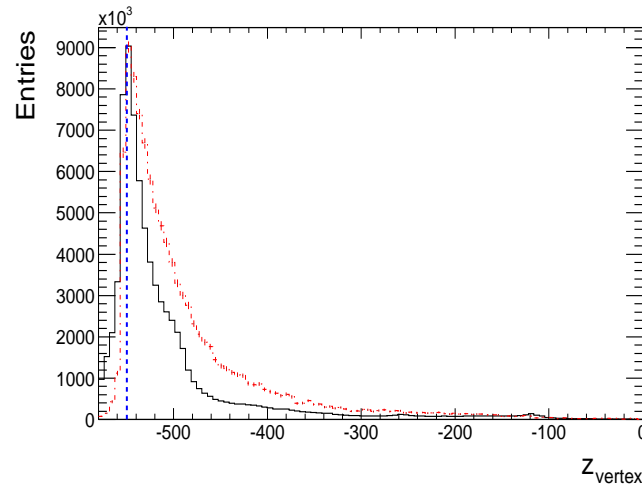


Abbildung 5.9: Die  $z_{\text{vertex}}$  Verteilung der simulierten (rote gepunktete Linien) und der echten (schwarze durchgehenden Linien) Daten im Vergleich. Mit den vertikalen blau gestrichelten Linien sind die angewendeten Schnitte angedeutet.

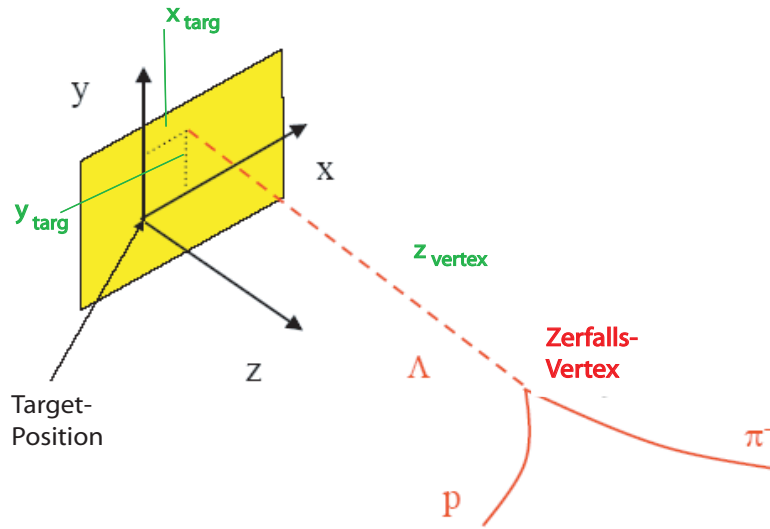


Abbildung 5.10: Zerfallstopologie des Lambdas, mit Andeutung der geometrischen Spurschnitte: die schwarz gepunkteten Linien deuten jeweils  $x_{\text{target}}$  und  $y_{\text{target}}$  an. Der Schnitt  $z_{\text{vertex}}$  bezieht sich auf den Zerfallsvertex des Lambdas.

Hierbei ist  $\theta^*$  der Polarwinkel zwischen dem Impulsvektor eines Zerfallsteilchens im  $V^0$ -Ruhesystem und dem Impulsvektor des  $V^0$ -Teilchens im Laborsystem. Es kann jedoch zu Verzerrungen der  $\cos\theta^*$ -Verteilung aufgrund der Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz kommen. Unkorrelierte Paare treten im Bereich  $\cos\theta^* \approx -1$  auf, daher wird ein Schnitt von  $-0.9 \leq \cos\theta^* \leq 1.0$  gewählt, siehe hierzu auch

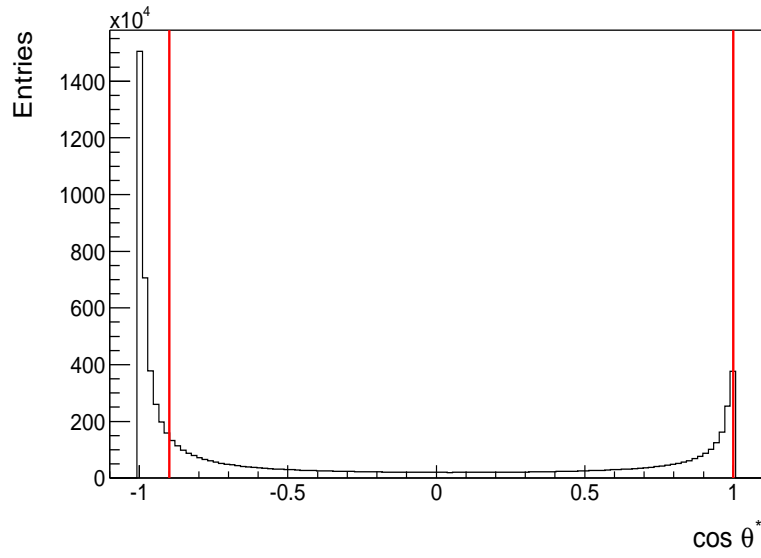


Abbildung 5.11: Die  $\cos \theta^*$ -Verteilung der Lambdas, mit vertikalen Strichen sind die angebrachten Schnitte angedeutet.

Abbildung 5.11.

#### 5.4.2.3 Position des Zerfallsvertex

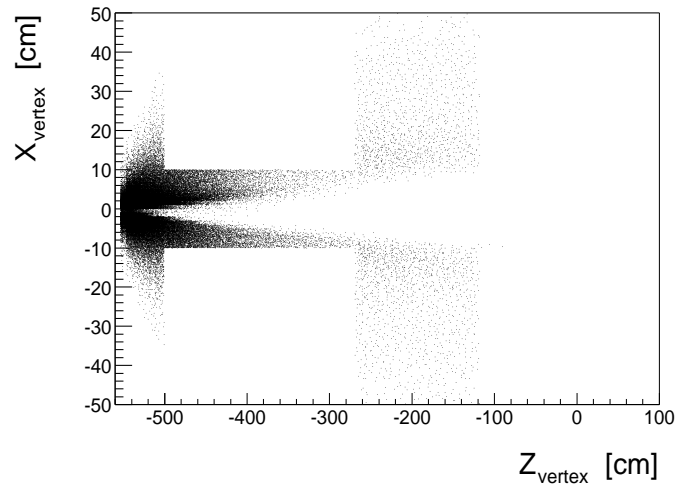


Abbildung 5.12:  $V^0$ -Vertex Position in der x-z-Ebene. Bei -545 cm kann der  $z_{vertex}$ -Schnitt erkannt werden. Die  $V^0$ -Vertices, die im Inneren der VTPC-1 und 2 liegen, werden verworfen; sie sind als weiße Flächen verdeutlicht.

Variable	Kriterium
$z_{vertex}$	$\geq -550.0 \text{ cm}$
$x_{targ}$	$\geq 0.5$
$y_{targ}$	$\geq 0.25$
SetOutsideTPC	
$\cos \theta^*$	$\geq -0.9$ $\leq 1.0$
$\tau/\tau_0$	$\geq 0.3$ $\leq 5.0$
ExcludeMass $K_s^0$	0.01
$p_{Pion}$	$> 0.7$
$dE/dx_{Proton}$	$3.5 \sigma$

Tabelle 5.3: Die angewendeten Analyse-Schnitte.

Dieser Schnitt sorgt dafür, daß nur Lambdas, die außerhalb der TPCs zerfallen, rekonstruiert werden, zur Verdeutlichung dient Abbildung 5.12. Zerfallen die Lambdas in den TPCs, so können sich die Cluster in der Nähe der Zerfallsvertices überlappen, was dazu führt, daß sich die Spuren nicht mehr gut genug voneinander trennen lassen.

Die numerischen Werte der bisher erwähnten Schnitte wurden auf die folgende Weise bestimmt: um den Untergrund möglichst gering, aber gleichzeitig auch das Signal-zu-Untergrund Verhältnis möglichst groß zu halten, wird für verschiedene Zahlenwerte eines Schnittes die Signifikanz betrachtet, die wie folgt definiert ist:

$$Signifikanz = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (5.4)$$

Die Signifikanz ist deswegen eine geeignete Größe, weil die Betrachtung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses  $S/B$  allein für immer stärkere Schnitte natürlich einen höheren Wert liefert, die absolute Größe des Signals aber stetig sinkt. Da  $\sqrt{S+B}$  aber in Annäherung der statistische Fehler der Summe von Signal und Untergrund ist, wird mit der Maximierung der Signifikanz eine doppelte Optimierung durchgeführt, denn so wird der Fehler möglichst klein und das Signal möglichst groß. Um nun den geeigneten Wert eines Schnittes zu ermitteln, wurde er in kleinen Schritten immer enger gezogen und gleichzeitig wurde die Signifikanz betrachtet. Am Ende wurde dann der beste Kompromiß gewählt, das heißt, derjenige Wert, bei dem die Signifikanz am größten ist.

## 5.5 Invariante Massenspektren

Um die Information über die Anzahl der in der Kollision entstehenden Lambdas und Antilambdas aus den gemessenen Daten zu extrahieren, werden die invarianten Massenspektren in verschiedenen Rapiditäts- und Transversalimpuls-Bins betrachtet. In dem hier vorliegenden Zweikörperzerfall berechnet sich die invariante Masse der Tochterteilchen aufgrund von Energie- und Impulserhaltung folgendermaßen:

$$m_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (5.5)$$

wobei  $c \equiv 1$ ,  $\vec{p}_i$  der Impuls des Teilchens  $i$  und  $E_i = \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_{i0}^2}$  die entsprechende Energie ist. Diese Größe ist invariant unter der Lorentztransformation. Die invariante Masse berechnet sich unter der Annahme, daß es sich bei den zerfallenden Teilchen um ein Lambda bzw. ein Antilambda handelt. Ein invariantes Massenspektrum für Teilchen und Antiteilchen bei 30 AGeV ist in Abbildung 5.13 zu sehen, die Abbildung für 20 AGeV befindet sich in Anhang B, siehe Abbildung B.2.

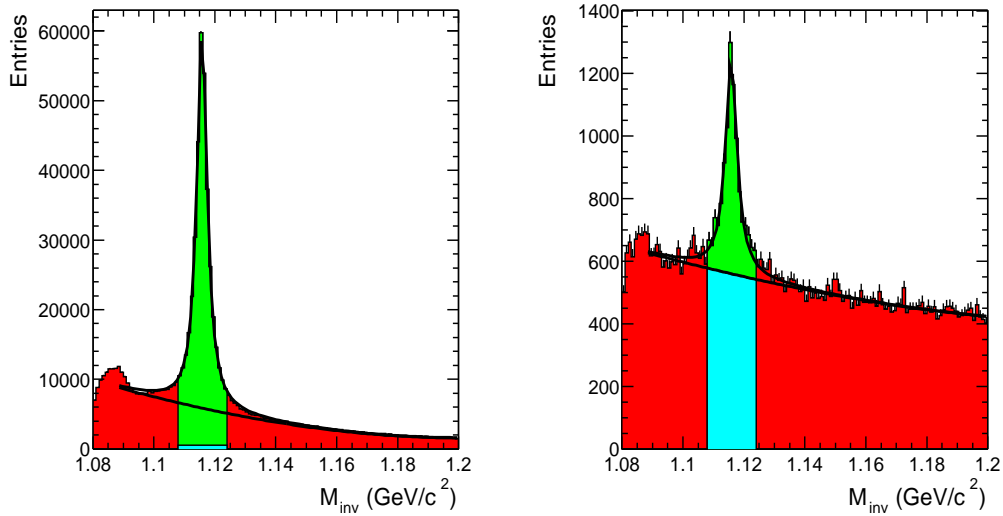


Abbildung 5.13: Invariante Massenspektren der Lambdas (links) und Antilambdas (rechts) bei 30 AGeV über den gesamten Phasenraumbereich.

Nach Anwendung der im Abschnitt 5.4 erwähnten Spur- und Ereignis-Schnitte ergeben sich exzellente Lambda Signale bis in hohe  $p_t$ -Bins.

Den dann noch verbleibenden kombinatorischen Untergrund machen genau solche Zerfallsteilchen aus, deren Summe der Massen sich nicht auf der Lambda-Masse

treffen. Dieser Untergrund wird durch einen Fit abgeschätzt, dazu wird im allgemeinen die Summe aus einem Polynom 5.Ordnung für den Untergrund und einer Lorentz-Verteilung für den Massenpeak angesetzt:

$$\begin{aligned}
 F(m_{inv}) &= f_{Signal} + f_{Background} \\
 f_{Background}(x) &= a \cdot x + b \cdot x^2 + c \cdot x^3 + d \cdot x^4 + e \cdot x^5 \\
 f_{Signal}(x) &= C \cdot \frac{A^2}{4(x - B)^2 + A^2}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Bei den Lambdas treten jedoch Bins auf (hauptsächlich in der Nähe der mittleren Rapidity), in denen so wenig Untergrund vorhanden ist, daß die Polynom-Fitmethode scheitert. Aus diesem Grund kommt die sogenannte „Balkenmethode“ zum Einsatz, bei der zwei Regionen mit einem kleinen Abstand links und rechts des Peaks herausgegriffen werden, die die gleiche Breite wie das Massenfenster (15 MeV) haben. Es wird dann der Mittelwert aus beiden Balken gebildet und als konstanter Background von dem Signal subtrahiert. Bei den Antilambdas wurde zudem eine dritte Methode zur Abschätzung des Signals verwendet, nämlich die Anpassung von simulierten Signalen der invarianten Masse. Es wurde auf diesem Wege jedoch keine signifikant bessere Übereinstimmung mit den Daten als mit der herkömmlichen Lorentz-Fit-Methode erreicht.

Die analysierten Messungen des NA49 Experiments decken einen Phasenraum-Bereich von 1.26 bis 4.2 in der Rapidity und von 0 bis 2.6 im transversalen Impuls (0 bis 1.7 in der transversalen Masse) ab, wobei die Rapidity-Achse für die vorliegende Analyse in 10, die Transversalimpuls-Achse in 15 und die der transversalen Masse in 20 Bins aufgeteilt ist. Die mittlere Rapidity (d.h. der Mittelwert zwischen Target- und Beamrapidity) liegt für 20 AGeV bei 1.88 und bei 30 AGeV bei 2.08, siehe dazu auch Tabelle C.1 im Anhang C.

## 6 Korrekturen

Die aus den Rohdaten extrahierten Spektren stellen so noch kein Endergebnis dar, sie müssen noch auf die Akzeptanz des Detektors (da dieser nicht den ganzen Phasenraumbereich abdeckt) und die Effizienz der Rekonstruktionskette korrigiert werden. Eine weitere Korrektur ist das Verzweungsverhältnis der hier betrachteten Zerfälle in geladene Teilchen, das 63.9% der gesamten Zerfälle ausmacht. Zuletzt wird noch das Feddown betrachtet; hier wird den Lambdas, die aus  $\Xi$ -Zerfällen stammen, Rechnung getragen.

### 6.1 Simulationen

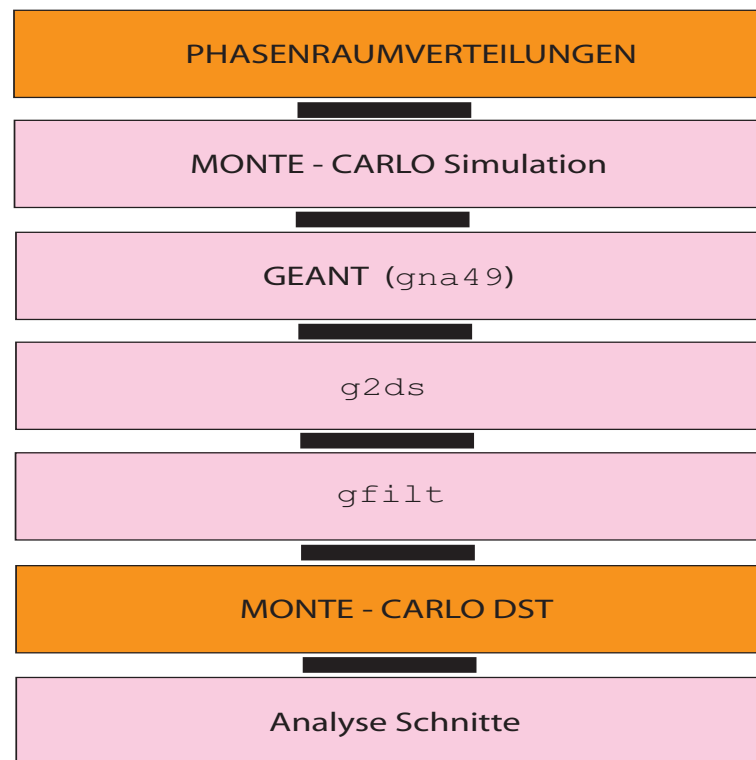


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Simulationskette.

Um auf die beschränkte Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz zu korrigieren, werden Simulationen durchgeführt, die eine Monte-Carlo-Generation der Teilchen,

sowie eine Simulation des Detektors beinhalten (vergl. hierzu das Diagramm in Abbildung 6.1). Die geometrische Akzeptanz ist hierbei durch die Geometrie des Detektors und durch das Magnetfeld begrenzt, während die Rekonstruktions-Effizienz auch von der Spurdichte abhängt. Im Folgenden soll genauer auf die einzelnen Methoden eingegangen werden.

### 6.1.1 Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz

Die eigentliche Simulation besteht aus mehreren Schritten; zuerst werden die Vertexpositionen aus einem bestimmten Run herausgeschrieben und jeder Position wird ein Impuls zugeordnet. Das ist wichtig, damit später beim Embedding genau nach diesen Vertexpositionen gesucht werden kann. Es werden dann 10 Lambdas pro Ereignis mit einem Monte Carlo Zufallsgenerator generiert. An dieser Stelle werden die Verteilungen verschiedener Größen als Eingangsinformation gegeben, nämlich eine Gaußförmige Rapiditätsverteilung der Breite  $\sigma = 1$  und eine exponentielle Boltzmann-Verteilung entsprechend einer thermischen Quelle:

$$\frac{dN}{dp_t} = C \cdot p_t \cdot \exp\left(-\frac{m_t}{T}\right)$$

mit einem inversen Steigungsparameter von  $T = 240$  MeV. Das Ergebnis dieses ersten Schrittes der Simulation ist eine ASCII-Datei, die Zufallszahlen in Form der kartesischen Impulskomponenten am primären Vertex und die Teilchenidentität enthält. Die generierten Lambdas werden von dem Programm GEANT 3.21 [23] durch einen simulierten Detektor propagiert und das Ansprechen der Detektor-Elemente wird registriert. Anhand des Teilchentyps, der sogenannten GEANT-Particle-ID, sind die Masse, die Ladung, die Lebensdauer und die Zerfälle der Teilchen festgelegt (sofern es sich um ein instabiles Teilchen handelt). Die Trajektorien der Lambdas werden bis zum Zerfallsvertex berechnet, dessen Position mit Hilfe eines Zufallsgenerators gemäß dem exponentiellen Zerfallsgesetz festgelegt wird. GEANT ist ein Softwarepaket, in das der Aufbau des NA49 Experiments mit allen seinen Bestandteilen (Magnetfeld, Konstruktionsmaterialien wie Mylar Folie, Aluminium, Keramik, sowie die Betriebsmaterialien, wie diverse Gase, Glas, Szintillatoren und die vorhandenen Luftstrecken) integriert ist. GEANT erzeugt Spuren und jegliche Interaktionen mit den Detektormaterialien, Zerfälle von instabilen Teilchen, sekundäre Wechselwirkungen, Vielfachstreuung, elektromagnetische Prozesse und Ionisierung von Gasatomen inklusive Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen. Am Ende stehen die Monte-Carlo-Punkte, die den Weg eines generierten Teilchens durch den Detektor beschreiben, also genau jene Stellen, an denen ein Teilchen die Padreihen gekreuzt und Ladung deponiert haben soll. Die so erzeugten Informationen schreibt GEANT in das in diesem Programm verwendete Datenformat ZEBRA, das aber von NA49 nicht eingesetzt wird, deshalb werden sie am Ende in das in NA49 verwendete Format DSPACK umgewandelt (*g2ds*).

Da diese simulierten Spuren analog zu den Rohdaten rekonstruiert werden sollen



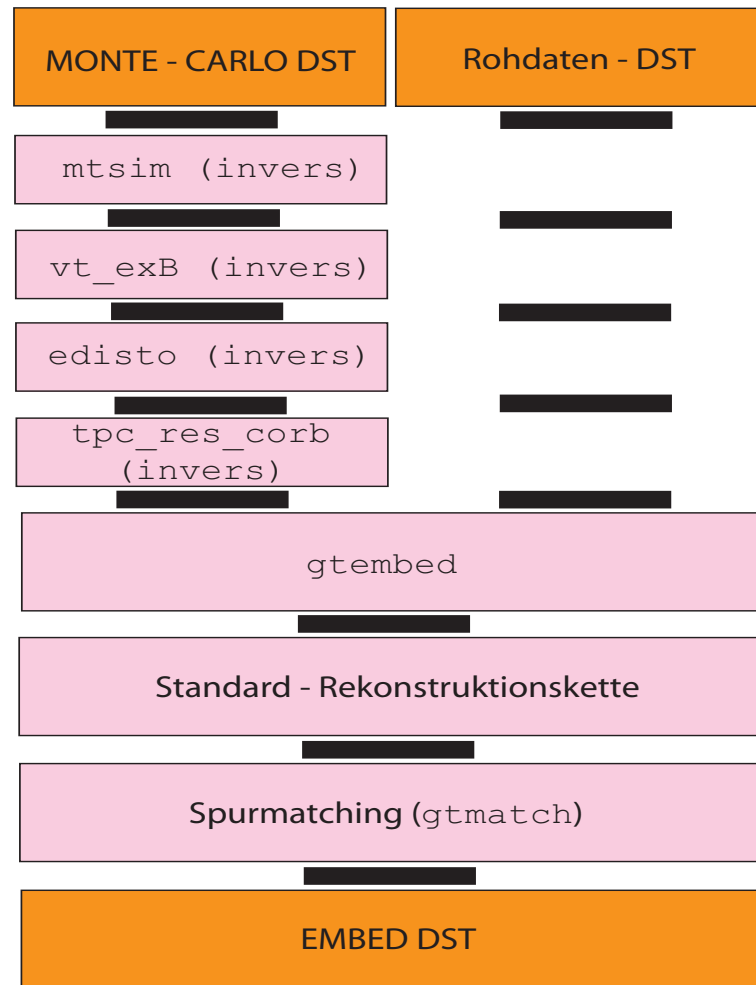


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Berechnung der Rekonstruktionseffizienz mit Rekonstruktionskette.

(vergl. Diagramm in Abbildung 6.2), müssen sie in die Form von elektrischen ADC-Signalen umgewandelt werden. Diese Erzeugung einer „Detektorantwort“ wird von dem Programm MTSIM (vergl. [24], [25]) durchgeführt. Hierbei ist noch zu beachten, daß die echten Ereignisse Verzerrungen aufgrund von Feldinhomogenitäten im elektrischen und im Magnetfeld und durch die Residuen erleiden, die simulierten aber natürlich nicht. Um hier einen systematischen Fehler zu vermeiden, werden die simulierten Daten so realistisch wie möglich verzerrt. Diese „inversen“ Korrekturen werden durch die Programme *edisto* (Inhomogenitäten des elektrischen Feldes), *vt\_ncalc*, *vt\_E × B* ( $E \times B$ -Verzerrungen) und *tpc\_res\_corb* (Verzerrungen an den Sektorgrenzen, Residuen) ausgeführt.

Die so erhaltenen Daten können nun auch wie echte Daten behandelt werden und werden entweder mit der Standardrekonstruktionskette rekonstruiert, oder gleich in die Rohdaten eingebettet (*gt\_embed*) und dann rekonstruiert. Beim Embedding werden die ADC-Signale für jedes Pad-Zeit-Intervall zusammenaddiert, die Signal-

schwelle von 5 ADC-Counts wurde für simulierte und echte Daten gleichermaßen schon vor der Embedding-Prozedur berücksichtigt, ebenso mögliche Sättigungseffekte der Ausleseelektronik. Durch das Einbetten in Rohdaten und das anschließende Rekonstruieren wird der hohen Spurdichte Rechnung getragen, denn hier werden die Verluste aufgrund der dadurch beschränkten Teilchenspur-Rekonstruktion bestimmt. Am Schluß der Kette steht das Matching (*gt\_match*), hier wird festgestellt, welche von den ursprünglich simulierten Daten am Ende noch wiedergefunden werden. Um zu überprüfen, ob ein wiedergefundenes Lambda einem ursprünglich simulierten entspricht, werden die Spurpunkte eines rekonstruierten Lambdas mit den Monte Carlo Punkten des generierten Lambdas verglichen. Hierbei muß eine Mindestanzahl von Punkten zu einer Spur gefunden werden, diese dürfen einen maximalen Abstand zu korrespondierenden Monte-Carlo-Punkten nicht überschreiten.

### 6.1.2 Durchführung der Simulation

Es stehen zwei verschiedene Wege für die Simulation zur Verfügung: Bei der Methode, die auch bei der Analyse der Lambdas bei 40, 80 und 158 AGeV verwendet wurde, wird ein Lambda pro Ereignis simuliert und läuft dann durch eine Vorselektion, in der einige relativ weite Schnitte gemacht werden. Diese Vorselektion wurde eingeführt, um die Wahrscheinlichkeit, die Lambdas beim Embedding wiederzufinden, zu erhöhen. Dann werden die nach der Vorselektion übriggebliebenen Lambdas in die Rohdaten eingebettet und es wird untersucht, welcher Bruchteil dieser embeddeten Lambdas nach der Rekonstruktion, die denen der Rohdaten entspricht, wiedergefunden werden. In diesem Fall besteht die Simulation aus vier Schritten, nämlich der eigentlichen Simulation, der Vorselektion, dem sogenannten Embedding und dem Matching. Da der Zeitaufwand für diese Methode jedoch immer noch sehr hoch ist, kann dazu übergegangen werden, zehn Lambdas pro Ereignis zu generieren und diese zu embedden, damit wird der zeitintensivste Schritt der Vorselektion übersprungen, denn es kann davon ausgegangen werden, daß auf jeden Fall ein Lambda hinterher wiedergefunden wird. Ein mögliches Argument gegen das Simulieren von 10 Lambdas in einem Ereignis ist jedoch, daß damit eine höhere Spurdichte erzeugt wird und deshalb Doppelmatches erlaubt werden. Das heißt, ein rekonstruiertes Lambda kann zweimal gematched werden. Untersuchungen haben jedoch ergeben, daß dies nicht der Fall ist. Ein Vergleich beider Methoden für die Lambdas bei 30 AGeV zeigte, daß die Korrekturfaktoren, die mit der zweiten Methode erhalten wurden, relativ gut mit denen der alten Methode übereinstimmen, siehe Abbildung 6.3. Im Folgenden wurde also die zweite Methode verwendet.

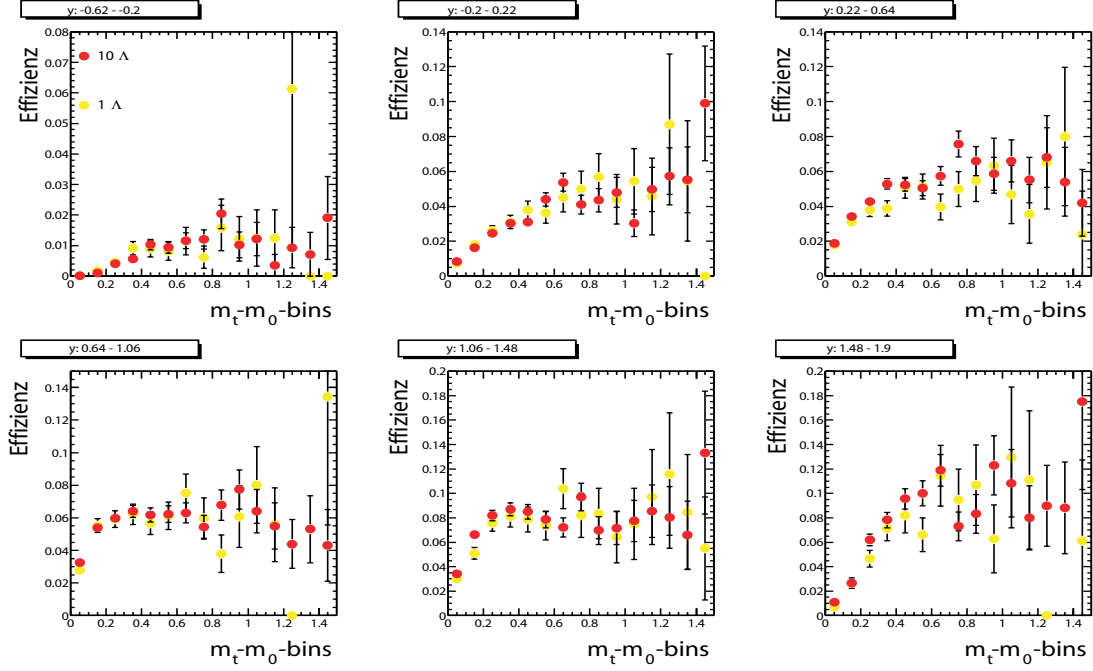


Abbildung 6.3: Die Effizienzen für verschiedene  $m_t - m_0$ -Bins im Vergleich für die Methode des Embeddens von einem Lambda und 10 Lambdas bei 30 AGeV.

### 6.1.3 Korrekturfaktor

Diese gesamte Prozedur gibt den Korrekturfaktor  $k_{tot}$ , der sich nach dem Verhältnis

$$k_{tot}(p_t, y) = \frac{1}{\text{Effizienz}} = \frac{N_{emb}(p_t, y)}{N_{sim}(p_t, y)} \quad (6.1)$$

berechnet. Der Korrekturfaktor wurde für jedes Rapiditäts- und  $p_t$ -Bin einzeln ermittelt und dann auf die extrahierten Signale in diesen Bins angewendet.

Die in Abbildung 6.3 gezeigte Effizienz (also der Kehrwert des Korrekturfaktors) zeigt den folgenden Verlauf: in kleinen  $m_t$ -Bins ist die Effizienz klein, da Spuren mit kleinem  $m_t$  (also auch kleinem  $p_t$ ) meist auch kleinen Gesamtimpuls haben, weswegen sie aufgrund der beschränkten Akzeptanz des Detektors nicht gut rekonstruiert werden können.

Zusätzlich kommen noch der Faktor 63.9% wegen des Verzweigungsverhältnisses des Lambda-Zerfalls und die Normierung auf die Zahl der Ereignisse hinzu, somit ergibt sich schließlich folgende Gleichung für die Korrektur der gemessenen Daten:

$$\frac{dN}{dydp_t} = \frac{100}{63.9} \frac{1}{\Delta y \Delta m_t} \frac{1}{N_{Ereignis}} \frac{N_{\Lambda}^{unkorr}}{\text{Effizienz}} \quad (6.2)$$

In Abbildung 6.4 sind die Effizienzen von Lambdas und Antilambdas im Vergleich

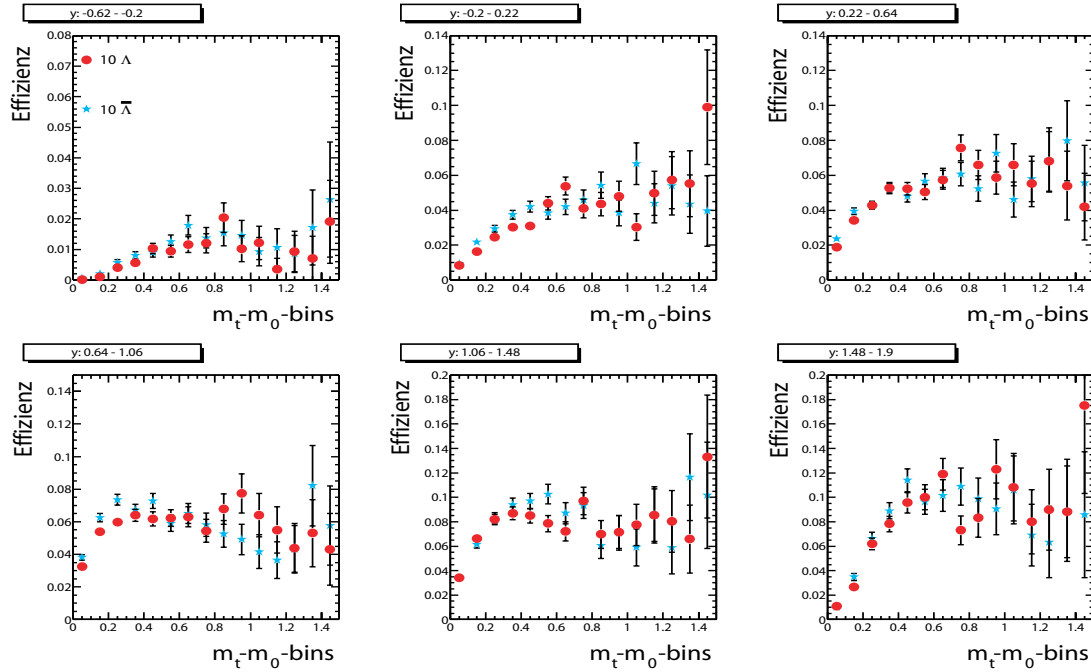


Abbildung 6.4: Die Effizienzen für verschiedene  $m_t - m_0$ -Bins im Vergleich für Lambdas und Antilambdas für 30 AGeV.

dargestellt; wie deutlich wird, ist der Verlauf für Teilchen und Antiteilchen sehr ähnlich.

## 6.2 Verteilungen und Kontrollen

### 6.2.1 Lebensdauer-Spektren

Eine Möglichkeit, die Richtigkeit der Simulationen zu überprüfen, bieten die Lebensdauerspektren. Der Zerfall des Lambda folgt einer exponentiellen Verteilung, siehe Gleichung 5.1 in Abschnitt 5.4.1.1. Die Lebensdauer von  $\tau = (2.632 \pm 0.02) \cdot 10^{-10}$  s läßt eine eindeutige Identifikation des Lambdas zu. Zu diesem Zweck wurden – analog zur Berechnung der  $p_t$  und  $m_t$ -Spektren, siehe Abschnitt 7.1.1 – die Signale der invarianten Masse des Lambdas bei mittlerer Rapidity in 20 verschiedenen Lebensdauer-Bins extrahiert. Diese wurden dann mit den für die jeweiligen Bins bei mittlerer Rapidity berechneten Faktoren korrigiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Der aus einem exponentiellen Fit an die Datenpunkte erhaltene Wert für die Lebensdauer beträgt  $\tau = (2.54 \pm 0.07) \cdot 10^{-10}$  s, was im Rahmen der Fehler mit dem Literaturwert verträglich ist.

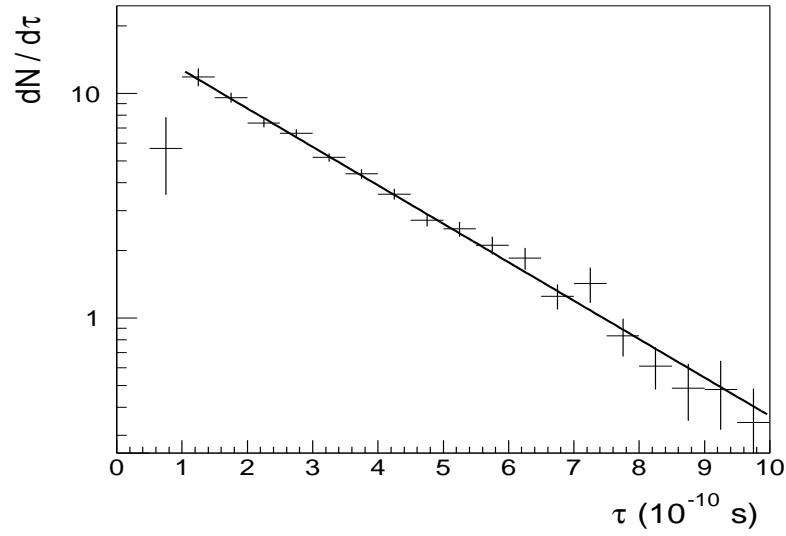


Abbildung 6.5: Die korrigierte Lebensdauer der Lambdas bei 30 AGeV.

## 6.3 Überprüfung der Stabilität

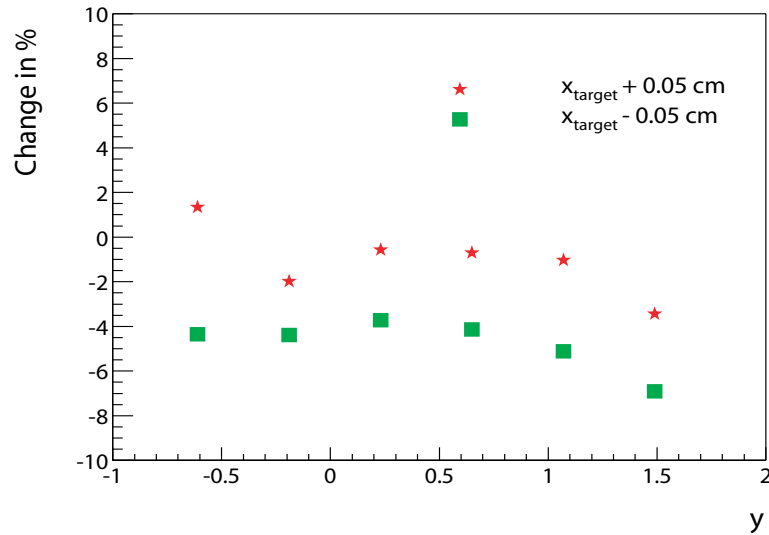


Abbildung 6.6: Die Änderung der Werte der  $p_t$ -Spektren für verschiedene Rapidity-Bins in Prozent bei einer Veränderung des Schnittes auf  $x_{target}$  um  $+0.05$  cm (Sterne) und  $-0.05$  cm (Kästen).

Zusätzlich wurden noch sogenannte „stability checks“ durchgeführt, das heißt, es wurde untersucht, wie stark die angewendeten Cuts das Ergebnis beeinflussen. Zu

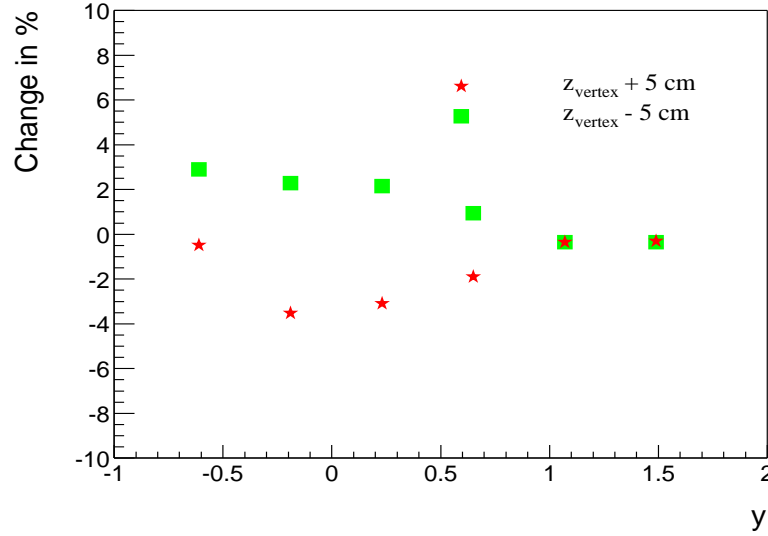


Abbildung 6.7: Die Änderung der Werte der  $p_t$ -Spektren für verschiedene Rapiditäts-Bins in Prozent bei einer Veränderung des Schnittes auf  $z_{\text{vertex}}$  um +5 cm (Sterne) und -5 cm (Kästen).

diesem Zweck wurden zwei der Schnitte herausgegriffen, nämlich  $x_{\text{target}}$  und  $z_{\text{vertex}}$ . Diese wurden um  $\pm 0.5$  bzw.  $\pm 5 \text{ cm}$  verändert –sowohl in den Rohdaten, als auch in der Simulation– und die jeweiligen Ergebnisse miteinander verglichen. Es wurde eine Veränderung in der Größenordnung von weniger als 10% beobachtet, das heißt die Ergebnisse können als stabil betrachtet werden. In den Abbildungen 6.6 und 6.7 findet sich eine graphische Darstellung der Änderung in Prozent in Abhängigkeit von der Rapidität für die Schnitte auf die beiden Größen  $x_{\text{target}}$  und  $z_{\text{vertex}}$ . Es wurde hierbei die Differenz des Integrals der  $p_t$ -Spektren mit und ohne Variation des Schnittes genommen und diese mit dem Wert des  $p_t$ -Spektrums mit dem für die Analyse gewählten Schnittes verglichen.

### 6.3.1 Rapiditäts- und Transversalimpuls-Verteilungen

Als letzter Schritt werden die Verteilungen der gematchten Lambdas mit denen aus den Daten verglichen. Dies ist wichtig, da überprüft werden muß, ob die Simulation Ergebnisse liefert, die die Realität nachbilden. Dazu sind in Abbildung 6.8 die Rapiditätsverteilungen von Rohdaten den aus der Simulation für 30 AGeV erhaltenen Verteilungen übereinandergelegt, die entsprechende Abbildung B.1 für 20 AGeV befindet sich im Anhang B.

In Abbildung 6.9 sind die Rapiditäts- und  $p_t$ -Verteilungen der gesamten generierten Lambdas im Phasenraum, der nach der Rekonstruktion akzeptierten und das

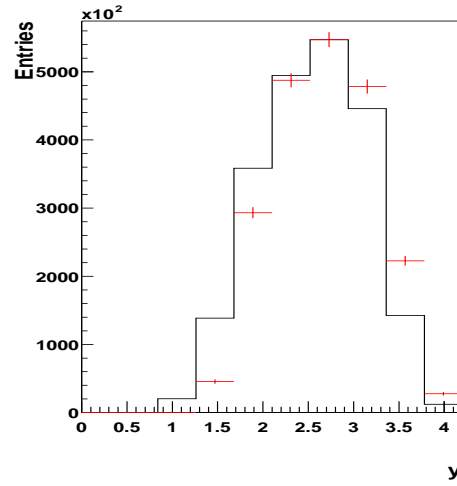


Abbildung 6.8: Vergleich der Rapiditätsverteilung der Rohdaten mit der in der Simulation generierten für 20 AGeV.

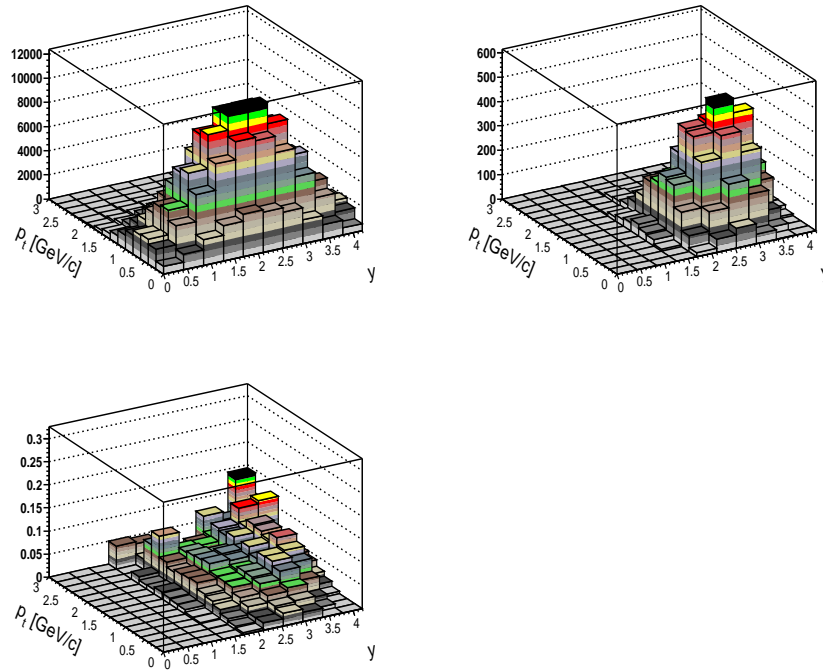


Abbildung 6.9: Die Rapiditäts- und  $p_t$ -Verteilungen der generierten und akzeptierten Lambdas und das Verhältnis beider.

Verhältnis von beiden zu sehen. Es wird deutlich, daß der Detektor einen breiten Bereich abdeckt, die Akzeptanz nimmt jedoch mit kleiner werdendem Transversalimpuls ab. Da die Zerfallsprotonen den wesentlichen Anteil am Gesamtimpuls

der Zerfallsteilchen tragen, gehen diese bei niedrigen Impulsen größtenteils durch den Spalt zwischen den beiden TPCs und können somit nicht richtig rekonstruiert werden.

## 6.4 Feeddown

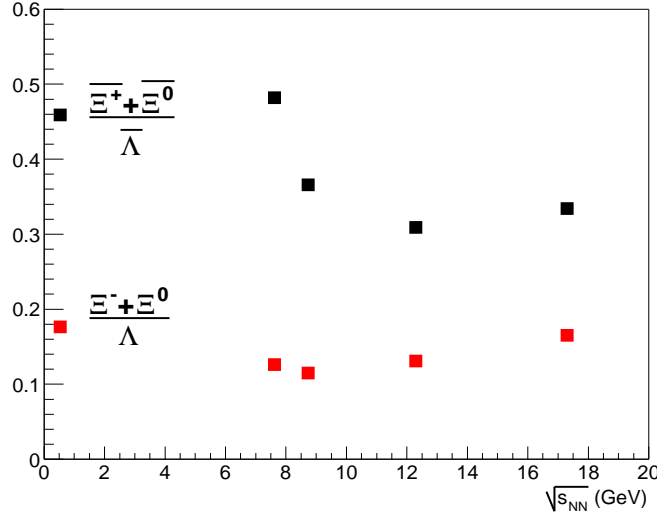


Abbildung 6.10: Das Verhältnis der theoretischen Vorhersagen nach Becattini [18] für die Teilchenmultiplizitäten als Funktion von  $\sqrt{s_{NN}}$ .

Bisher wurde noch nicht beachtet, daß eine Anzahl nicht-primärer Lambdas zur Multiplizität beiträgt. Hierzu zählen zum Beispiel auch solche Lambdas, die aus  $\Sigma^0$ -Zerfällen stammen. Auf diese wird nicht korrigiert, denn sie sind aufgrund ihrer kurzen Zerfallslänge nicht von den Lambdas zu unterscheiden.  $\Sigma^0$  hat den gleichen Quarkinhalt wie das Lambda, eine leicht höhere Masse und Isospin  $I = 1$ , es zerfällt elektromagnetisch in ein Lambda und ein Photon. Es bleiben Lambdas aus  $\Xi$ - und  $\Omega$ -Zerfällen mit den folgenden Zerfallskanälen:

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

$$\Omega \rightarrow \Lambda + K^-$$

Wegen der sehr geringen Multiplizität der Omegas wird auf diese ebenfalls nicht korrigiert. Um auf diesen Effekt zu korrigieren, werden  $\Xi$ -Zerfälle simuliert und die entsprechenden Multiplizitäten der hieraus entstehenden Lambdas wird von dem bisherigen Wert der Lambdas abgezogen. Als Information für die Simulation der  $\Xi$ s werden die Verteilungen von 40 AGeV (siehe [39]) herangezogen, weil für 20 und 30



AGeV noch keine  $\Xi$ s analysiert wurden, es sind dies eine Gaußförmige Verteilung für die Rapidität und eine exponentielle Boltzmann-Verteilung für den transversalen Impuls mit  $T = 230$  MeV. Da auch die tatsächliche Anzahl von  $\Xi$ s pro Ereignis nicht bekannt ist, werden hier die Werte aus dem Hadron-Gas-Fit nach Becattini [18] verwendet. In Abbildung 6.10 ist das Verhältnis der theoretischen Vorhersagen nach Becattini für das Verhältnis der  $\Xi$ s zu den  $\Lambda$ s dargestellt. Das Verhältnis der Antiteilchen geht für kleine Energien nach oben, während bei den Teilchen ein eher flacher Verlauf vorliegt. Leider ist diese Vorgehensweise auch nur für 30 AGeV möglich, bei 20 AGeV liegen noch keine theoretischen Abschätzungen der Teilchenzahlen vor.

Die Anzahl der Feeddown-Lambdas ergibt sich auf diese Weise zu:

$$N_{Feed}(p_t, y) = N_{Becattini} \frac{N_{match}(p_t, y)}{N_{sim}(p_t, y)} \quad (6.3)$$

Der endgültige korrigierte  $\Lambda$ -Yield ergibt sich dann, indem die Differenz der erhaltenen Lambdas und der Feeddown-Lambdas gebildet wird:

$$N_{korr}(p_t, y) = N_{unkorr}$$

$$\Lambda(p_t, y) - N_{Feed}(p_t, y). \quad (6.4)$$

## 6.5 Fehlerbetrachtung

Ganz allgemein können die jeder Messung anhaftenden Fehler in systematische und statistische getrennt werden. Hierbei sind statistische Fehler solche, die durch eine genügend große Anzahl von Wiederholungen verkleinert werden können, indem der Mittelwert über viele Messresultate gebildet wird. Ist ein Ergebnis aus mehreren fehlerbehafteten Messgrößen zusammengesetzt, so berechnet sich der Gesamtfehler stets über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Nicht durch häufiges Wiederholen zu eliminieren sind dagegen die systematischen Fehler, es handelt sich hier um Fehler in der angewandten Methode.

### 6.5.1 Analyse der systematischen Fehler

In diesem Abschnitt sollen eine Reihe von Quellen für systematische Fehler erwähnt werden und auf die Abschätzung ihrer Größenordnung eingegangen werden.

### 6.5.1.1 Spektren

Der erste systematische Fehler tritt schon bei der Extraktion des Signals aus den invarianten Massenspektren auf. Wie erwähnt, wird für die Abschätzung des Signals in den meisten Bins ein Lorentz-Fit und für den Untergrund ein Polynom angesetzt, jedoch ist der Fit immer von dem Fit-Intervall abhängig. Zudem bleibt eine gewisse Freiheit in der Wahl der exakten Form der Fit-Funktion. In anderen Bins wurde die in Abschnitt 5.5 erwähnte Balkenmethode eingesetzt, bei der die Anpassung an die Daten noch schwieriger ist. Der daraus resultierende Fehler wird aber kleiner als 5% eingeschätzt. Siehe hierzu Abbildung 6.11, in der als Beispiel für ein Rapiditäts-Bin

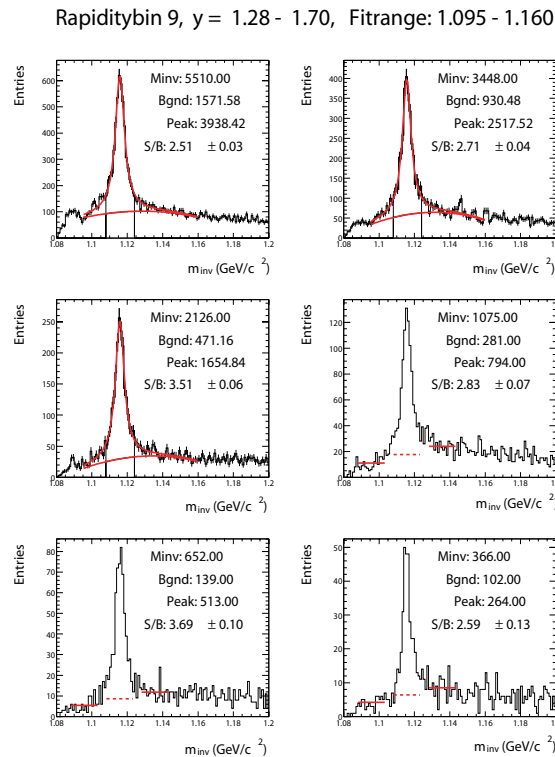


Abbildung 6.11: In den ersten drei Bins wurde die Fitmethode verwendet, in den letzten drei die sogenannte Balkenmethode. Wie zu erkennen, ist es nicht immer eindeutig, welche Methode das bessere Ergebnis liefert.

( $y = 1.28 - 1.7$ ) zum einen die Fitmethode und zum anderen die Balkenmethode dargestellt ist.

### 6.5.1.2 Fehler durch Schnitte

Eine weitere Fehlerquelle ist die Abhängigkeit von der genauen Wahl der Schnitte. Wie bereits in Abschnitt 6.3 kurz erwähnt, wurde eine Überprüfung des Ergebnisses

bei Variation von zwei herausgegriffenen Schnitten durchgeführt. Das Ergebnis war, daß dieser Fehler unter 10% liegt.

### 6.5.1.3 Fehler durch Extrapolation

Um das Rapiditätsspektrum zu erhalten, wurden Fits an die  $p_t$ -Spektren angelegt. Da die Datenpunkte in manchen Bins nicht den gesamten  $p_t$ -Bereich abdeckten, wurde der angelegte Fit benutzt, um eine Extrapolation vorzunehmen. Ebenso wurde im Rapiditätsspektrum selbst extrapoliert, da die Messung nicht den gesamten Rapiditätsbereich abdeckt. Der statistische Fehler dieser Extrapolationen wurde in dem gesamten statistischen Fehler des Ergebnisses berücksichtigt. Bei Betrachtung der Spektren in den Abbildungen B.3 und B.7 wird deutlich, daß der Freiraum für eine Anpassung der Extrapolation nicht sehr groß ist, sondern größtenteils von den Daten vorgegeben wird. Aus diesem Grund ist der geschätzte systematische Fehler der  $p_t$ -Spektren der Lambdas relativ klein, in der Größenordnung von einigen Prozent. Für die Antilambdas ist der Spielraum einer Anpassung jedoch größer, da weniger Datenpunkte vorhanden sind (siehe Abbildung B.6 und B.5) und wurde deswegen auf mindestens 5% geschätzt. Ebenso sollte er bei den Rapiditätsspektren in einer Größenordnung von 5% liegen.



# 7 Ergebnisse

## 7.1 Untersuchte Größen

*“Miß alles, was sich messen läßt, und mach alles meßbar, was sich nicht messen läßt.“  
(Galileo Galilei)*

### 7.1.1 Transversalimpulsspektren

Der Transversalimpuls der produzierten Teilchen ist ein Maß für die Umwandlung der ursprünglich rein longitudinalen Energie der an der Reaktion teilnehmenden Kerne in transversale Freiheitsgrade. Er ist wie folgt definiert:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (7.1)$$

und bildet mit der Rapidität und dem Azimuth-Winkel  $\Phi$  einen Satz von vollständigen Variablen (siehe Anhang A). Eine aus dem Transversalimpuls abgeleitete Größe ist die transversale Masse,  $m_t$ . Sie berechnet sich über:

$$m_t = \sqrt{m_0^2 + p_t^2} \quad (7.2)$$

Hagedorn [27] hat in seinem statistischen Modell einen Zusammenhang zwischen der Temperatur  $T$  einer thermalisierten Quelle, dem Feuerball, der sich im thermischen Gleichgewicht befindet, und der transversalen Masse hergestellt. Er beschreibt die Impulsverteilung unter der Annahme einer isotrop Teilchen emittierenden, nicht expandierenden Quelle mit Hilfe der Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto e^{(-E/T)} \quad (7.3)$$

$T$  ist dann die Temperatur. Diese Beziehung gilt für Teilchen, deren Masse groß gegen  $T$  ist. Wegen der Isotropie der Quelle ergibt sich durch Integration über den Azimuth-Winkel der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Rapidität und des Transversalimpulses bzw. der transversalen Masse.

$$\int_0^{2\pi} \frac{d^3\sigma}{dp^3} d\varphi = \frac{d^2n}{p_t dp_t E dy} \quad (7.4)$$

bzw.

$$= \frac{d^2n}{m_t dm_t dy} = C \cdot E e^{-\frac{E}{T}} = C \cdot m_t \cosh y e^{\frac{m_t \cosh y}{T}} \quad (7.5)$$

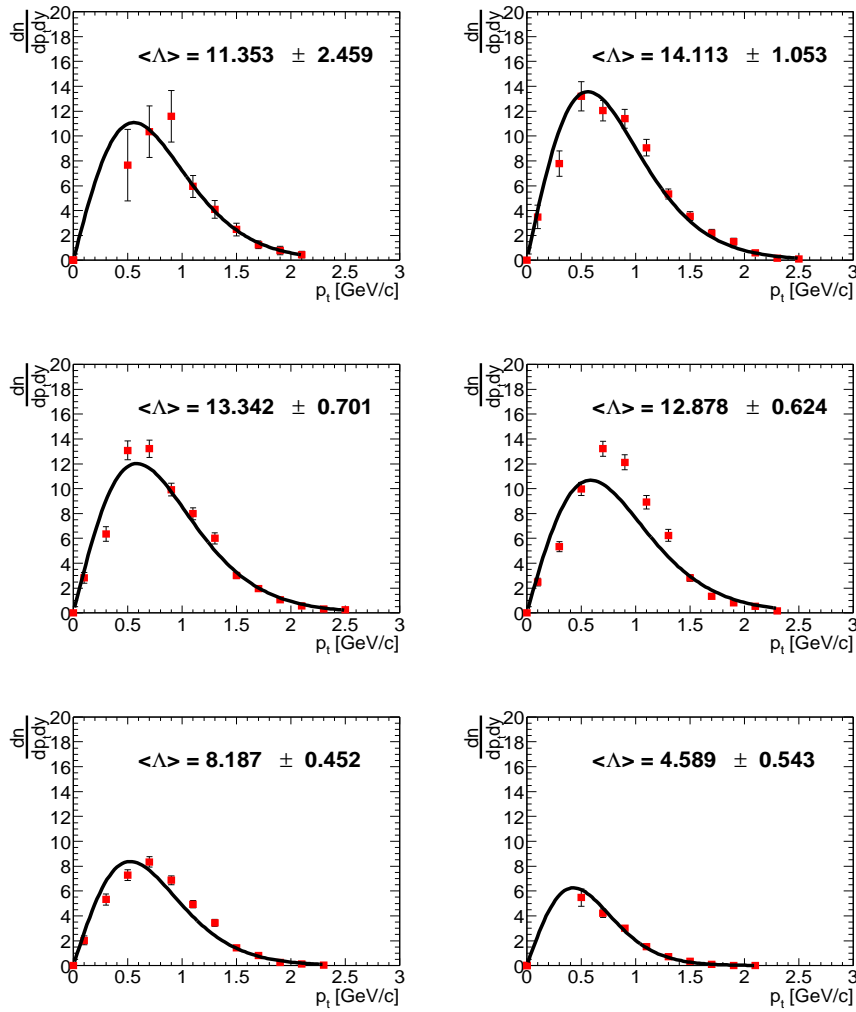


Abbildung 7.1: Feeddown-korrigierte Transversalimpuls-Spektren für 30 AGeV in verschiedenen Rapditäts-Bins ( $y$  im Schwerpunktsystem).

Bei mittlerer Rapdität, d.h.  $y = 0$ , also  $\cosh y = 1$ , ergibt sich:

$$\left. \frac{dn}{p_t dp_t dy} \right|_{y=0} = C \cdot m_t e^{(-m_t/T)} \quad (7.6)$$

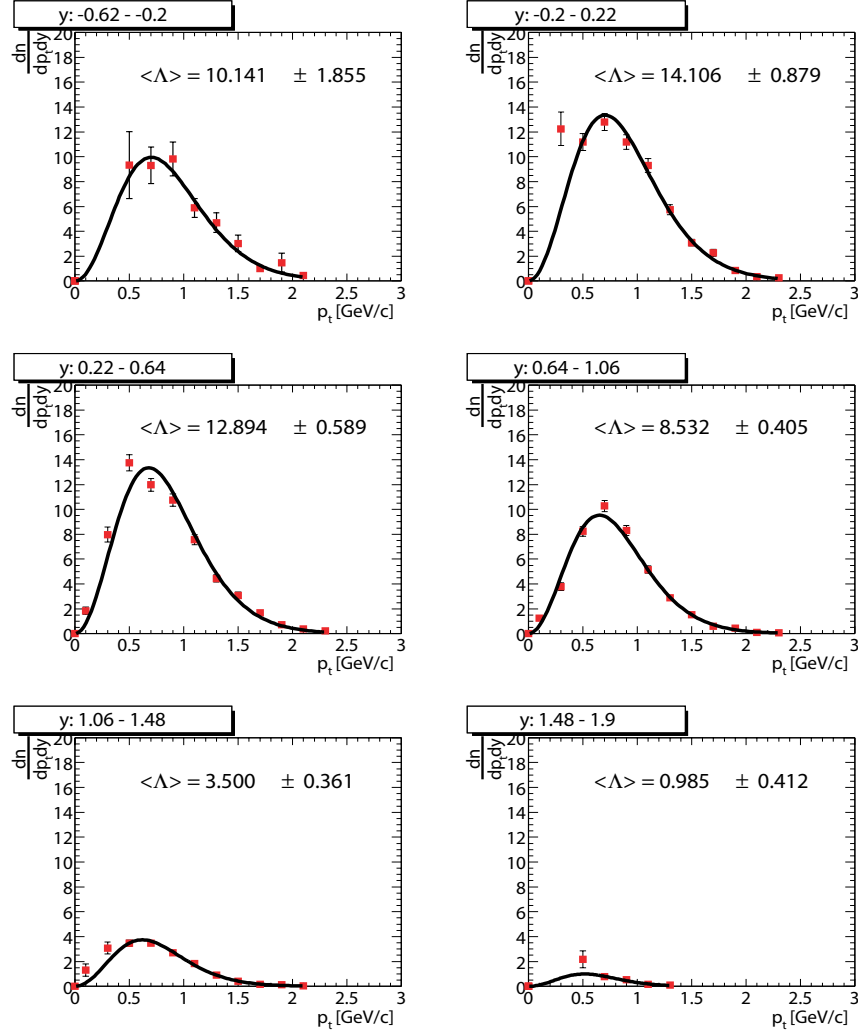


Abbildung 7.2: Feeddown-unkorrigierte Transversalimpuls-Spektren für 20 AGeV in verschiedenen Rapiditätsbins ( $y$  im Schwerpunkssystem).

Die Spektren folgen einem einfachen exponentiellen Verlauf und werden mit folgender Funktion angefitet:

$$\frac{1}{m_t} \frac{dn}{dm_t} = C e^{(-m_t/T)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{dn}{dp_t} = C e^{(-p_t/T)} \quad (7.7)$$

Die Transversalimpuls-Spektren der Lambdas bei 30 AGeV sind in Abbildung 7.1, die der Lambdas bei 20 AGeV in Abbildung 7.2 abgebildet, eine vollständige Sammlung für Teilchen und Antiteilchen findet sich im Anhang B, siehe Abbildungen B.4 und B.6 (Antilambda-Spektren) und B.5 und B.3 (Feeddown-unkorrigierte Spektren für 30 AGeV). Da die Messungen des Experiments nicht den gesamten  $p_t$ -Bereich abdecken, wurde eine Exponential-Funktion gemäß 7.7 angelegt, um  $dn/dp_t$  in nicht gemessene Regionen zu extrapolieren.

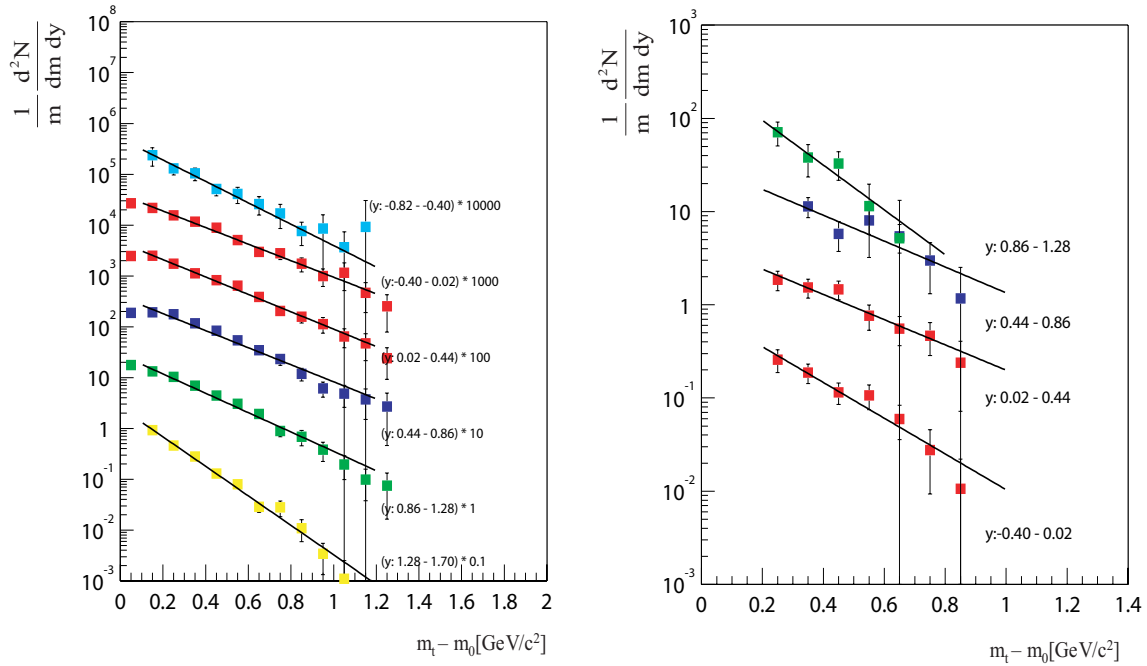


Abbildung 7.3: Feeddown-korrigierte Spektren der transversalen Masse für 30 AGeV in verschiedenen Rapidity-Bins ( $y$  im Schwerpunktsystem) für Lambdas (links) und Antilambdas (rechts).

### 7.1.2 $m_t$ -Spektren

Wie oben beschrieben bieten die Spektren der transversalen Masse eine andere, gleichwertige Beschreibung. Sie sind in Abbildung 7.3 für die Lambdas und Antilambdas bei 30 AGeV zu sehen. Das  $m_t$ -Spektrum der Lambdas bei 20 AGeV ist in Abbildung 7.4 zu sehen, die Feeddown-unkorrigierten Spektren B.7 befinden sich in Anhang B. Es wurde ein exponentieller Fit wie in Gleichung 7.7 an die Daten angepaßt. Der Verlauf dieses Fits paßt sich den Daten nicht überall optimal an, aber in den gewählten Fit-Bereichen ist die Übereinstimmung relativ zufriedenstellend.

### 7.1.3 Inverser Steigungsparameter

Aus der Steigung der  $m_t$ -Spektren kann nun die Temperatur am thermischen freeze-out bestimmt werden. Das Wort Temperatur sollte an diesem Punkt allerdings vorsichtig verwendet werden, denn es geht in diesen Parameter zusätzlich ein gerichteter Fluß ein, der für kleine  $m_t$  in den Spektren beobachtet werden kann. Diese Bewegung ruft eine Blauverschiebung hervor und führt damit zu einem höheren  $T$ , als wenn nur die Temperatur betrachtet würde. In Abbildung 7.5 findet sich die Dar-



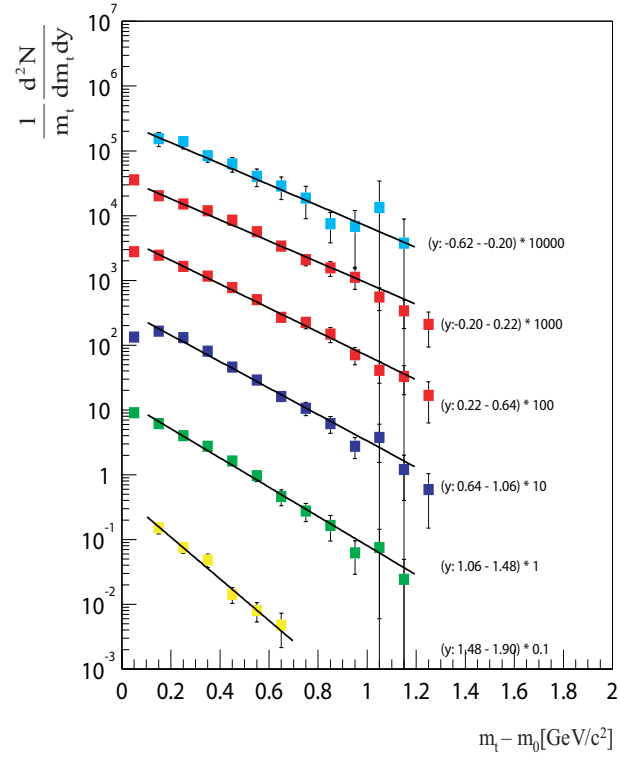


Abbildung 7.4: Feeddown-unkorrigiertes Spektrum der transversalen Masse für 20 AGeV in verschiedenen Rapiditätsbins ( $y$  im Schwerpunktsystem).

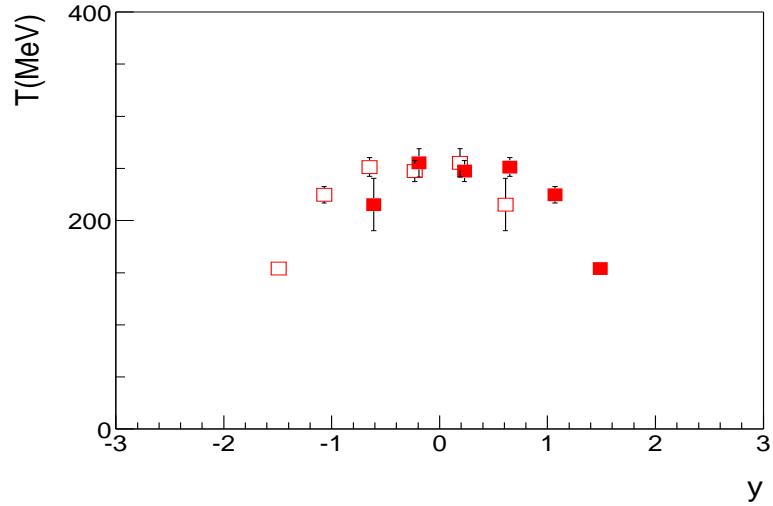


Abbildung 7.5: Der inverse Steigungsparameter  $T$  in MeV in Abhängigkeit von der Rapidität für Lambdas bei 30 AGeV.

stellung von  $T$  in Abhängigkeit von der Rapidität für 30 AGeV, die entsprechende Abbildung B.8 für 20 AGeV befindet sich im Anhang B. Wie zu erwarten zeigt er einen gaußförmigen Verlauf, d.h. er hat ein Maximum im Bereich der mittleren Rapidität und fällt zu beiden Flanken wieder ab.

### 7.1.4 Rapiditätsspektren

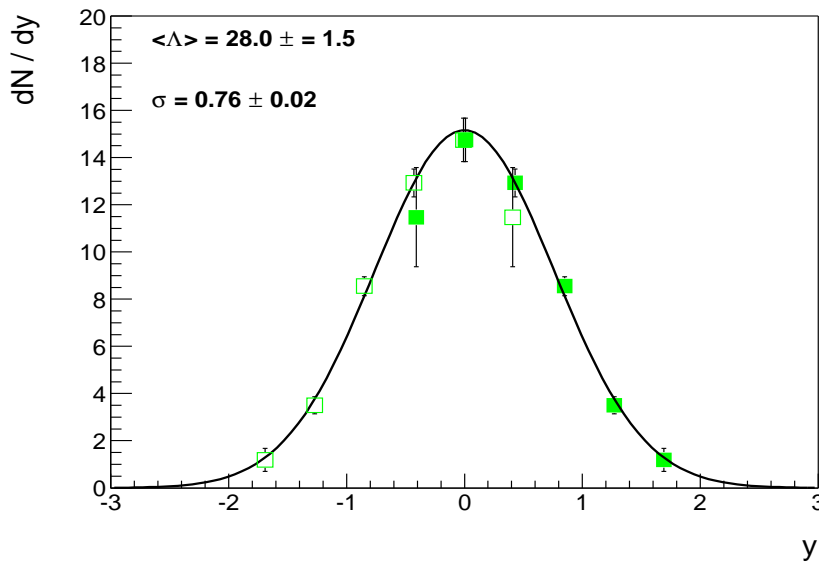


Abbildung 7.6: Lambda Rapiditätsspektrum bei 20 AGeV (Rapidität ( $y$ ) im Schwerpunktssystem).

Um die Multiplizitäten der Lambdas zu erhalten, wird die Information aus den  $p_t$ - bzw.  $m_t$ -Spektren genutzt. Das Signal wurde in verschiedenen  $p_t$ - und  $m_t$ -Bins extrahiert und muß dann mit der jeweiligen Effizienz Bin für Bin korrigiert werden. Nun werden die korrigierten Werte gegen  $p_t$  aufgetragen, und als Integral über die Boltzmann-Funktion wird die Multiplizität für ein bestimmtes  $p_t$ -Bin erhalten. Hierbei ist zu beachten, daß das Massensignal nicht in allen  $p_t$ -Bins ausgeprägt genug ist, deswegen wird zu kleinen respektive großen transversalen Impulsen hin eine Extrapolation notwendig. Um ein Rapiditätsspektrum zu erhalten, werden diese Punkte als Funktion der Rapidität aufgetragen. Es handelt sich genau genommen um  $\frac{dN}{dp_t dy}$ , das heißt, es wird hier die gewählte Binbreite in  $y$  und  $p_t$  berücksichtigt. Da die Messungen jedoch nicht die gesamte Rapiditätsachse überdecken, ist auch hier eine Extrapolation notwendig. Der Extrapolationsfaktor  $F_{ex}$  berechnet sich aus dem Verhältnis zwischen dem Integral der angepaßten Funktion  $F(p_t)$  über den gesamten Bereich und dem Integral über den gemessenen Bereich, das heißt also dort, wo Datenpunkte vorliegen (vom ersten gemessenen Bin  $a$  bis zum letzten  $b$ ):

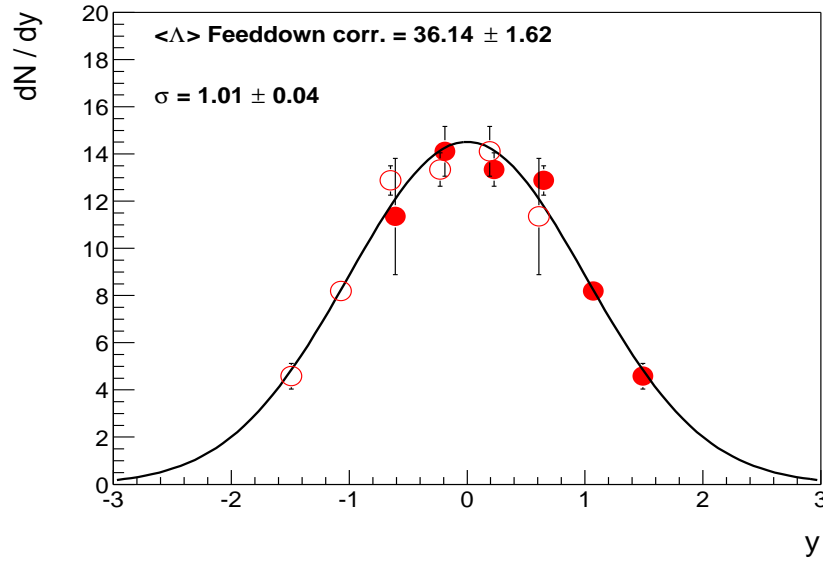


Abbildung 7.7: Feeddown-korrigiertes Lambda Rapidity spectrum bei 30 AGeV (Rapidity ( $y$ ) im Schwerpunktsystem).

$$F_{ex} = \frac{\int_0^\infty F(p_t) dp_t}{\int_a^b F(p_t) dp_t} \quad (7.8)$$

Die Rapidity-Spektren berechnen sich dann wie folgt:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{F_{ex}}{\Delta y} \int N(p_t, y) dp_t \quad (7.9)$$

Die auf diese Weise erhaltenen Feeddown-korrigierten Lambda- Rapidity spectra für 20 und 30 AGeV sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 gezeigt. Das Feeddown-korrigierte Antilambda Rapidity spectrum B.10, sowie die unkorrigierten Spectren befinden sich im Anhang B (B.9, B.11 und B.12). Die angepaßte Gauß-Funktion lieferte bei Teilchen und Antiteilchen beider Energien recht zufriedenstellende Ergebnisse.

## 7.2 Feeddown - Korrekturen

Wie schon im Abschnitt 6.4 erwähnt, wurden über Simulationen diejenigen Lambdas abgeschätzt, die aus  $\Xi$ -Zerfällen stammen. In Abbildung 7.8 ist die Änderung der Gesamt-Multiplizität der Lambdas in Prozent in Abhängigkeit von der Rapidity dargestellt. Es wurde hierzu die Differenz aus den Multiplizitäten mit und ohne

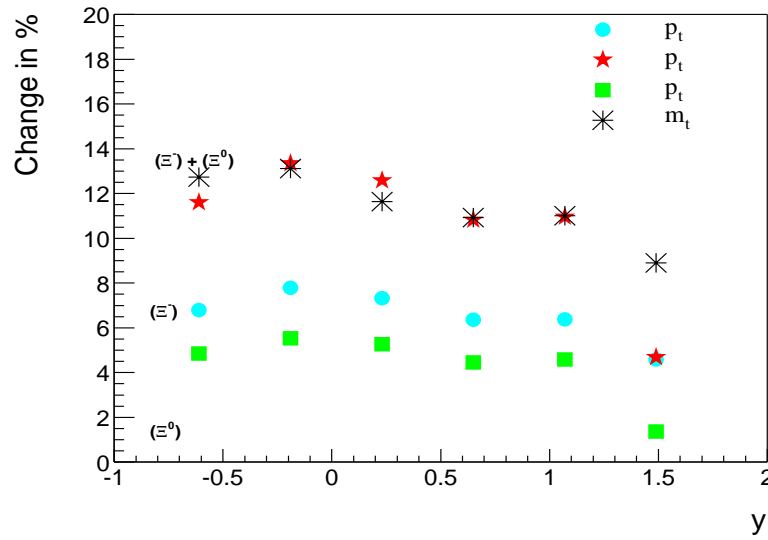


Abbildung 7.8: Die Korrektur von Lambdas aus  $\Xi$ -Zerfällen in Prozent in Abhängigkeit von der Rapidität.

Feeddown-Lambdas gebildet und der Anteil in Prozent in Bezug auf die unkorrigierte Multiplizität berechnet. Wie zu erkennen, ist der Verlauf für  $p_t$ - und  $m_t$ -Bins im wesentlichen der Gleiche, zu höheren Rapiditäten wird der Anteil etwas geringer. Die Änderung der Gesamtmultiplizität beträgt 11 -12%. Bei den Antilambdas ist der Beitrag der Feeddown-Lambdas jedoch wesentlich höher, ihr Anteil beträgt 26%.

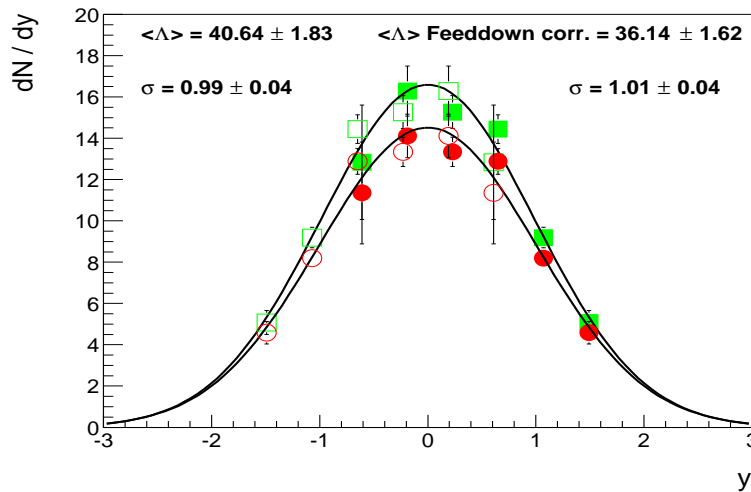


Abbildung 7.9: Die Rapiditätspektren der Lambdas bei 30 AGeV, mit und ohne Feeddown-Korrektur. Der Unterschied in der Gesamt-Multiplizität beträgt ca. 12%.

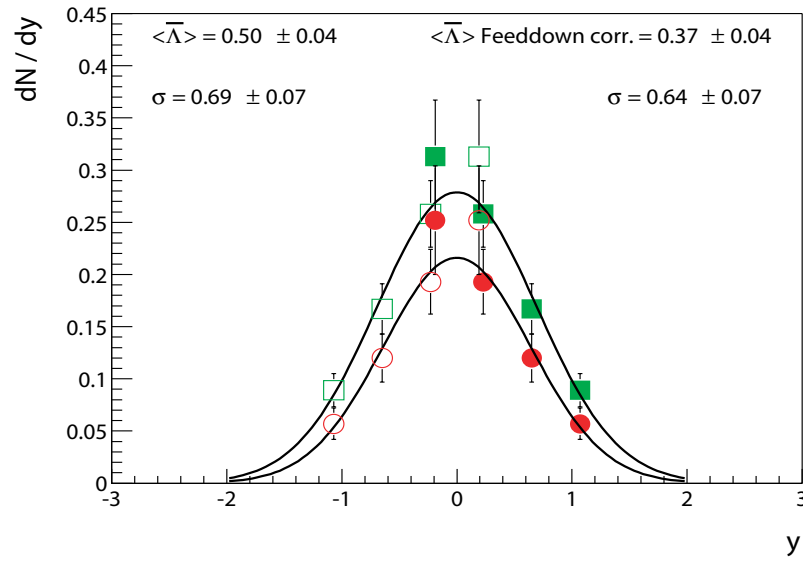


Abbildung 7.10: Die Rapiditätspektren der Antilambdas bei 30 AGeV, mit und ohne Feeddown-Korrektur. Der Unterschied in der Gesamt-Multiplizität beträgt ca. 26%.

Der Vergleich der Rapiditätsspektren aus Feeddown-korrigierten und unkorrigierten  $p_t$ -Spektren ist in Abbildung 7.9 für Lambdas und in Abbildung 7.10 für Antilambdas dargestellt.



## 8 Diskussion

*“Wir bemühen uns wirklich, pro Arbeit nur ein einziges neues Teilchen zu entdecken.“*

*(Patrick Blackett)*

### 8.1 Vergleich mit anderen Energien

Die hier erhaltenen Ergebnisse können mit den bei anderen Energien erhaltenen Ergebnissen verglichen werden. Zum einen wurden im NA49-Experiment Lambdas bei 40, 80 und 158 AGeV analysiert, weiterhin gibt es Ergebnisse von den drei Experimenten E891 [29], E895 [30] und E896 [31] am Brookhaven-AGS und schließlich liegen Messungen, die am RHIC [33] erhalten wurden, vor. Eine Zusammenstellung aller numerischen Werte, die im folgenden miteinander verglichen wurden, gibt Tabelle C.2 im Anhang C. Um Fixed-Target- mit Kollider-Experimenten vergleichen zu können, bietet es sich an, die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{NN}}$  zu verwenden, es wurden insgesamt Messungen in einem Bereich von  $\sqrt{s_{NN}} = 2.63$  GeV bis  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV genommen. Verglichen werden können verschiedene Observablen, etwa inverser Steigungsparameter, Multiplizitäten und Anti-Baryon/Baryon-Verhältnisse.

#### 8.1.1 $m_t$ -Spektren und inverser Steigungsparameter

Die  $m_t$ -Spektren für die Lambdas und Antilambdas bei allen SPS-Energien sind in Abbildung 8.1 dargestellt. Der Verlauf der Datenpunkte läßt sich in der ausgewählten Fitregion von  $0.4 < m_t - m_0 < 1.4$  GeV/ $c^2$  mit einem exponentiellen Fit beschreiben.

In Abbildung 8.2, rechts, ist der inverse Steigungsparameter  $T$ , der aus den  $m_t$ -Spektren gewonnen wird, für die Lambdas bei verschiedenen Energien verglichen. Für die  $m_t$ -Spektren bei der höchsten AGS-Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 11.6$  GeV und der RHIC-Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV waren die numerischen Daten verfügbar und es somit möglich, einen Fit in dem gleichen Bereich wie bei SPS-Energien anzulegen. Leider ist es aufgrund des Verlaufes der Punkte nicht möglich, eine klare Aussage zu machen. In Abbildung 8.2, links, ist zum Vergleich der inverse Steigungsparameter  $T$  für die Kaonen gezeigt. Es liegt hier ein steiler Anstieg für AGS-Energien, ein

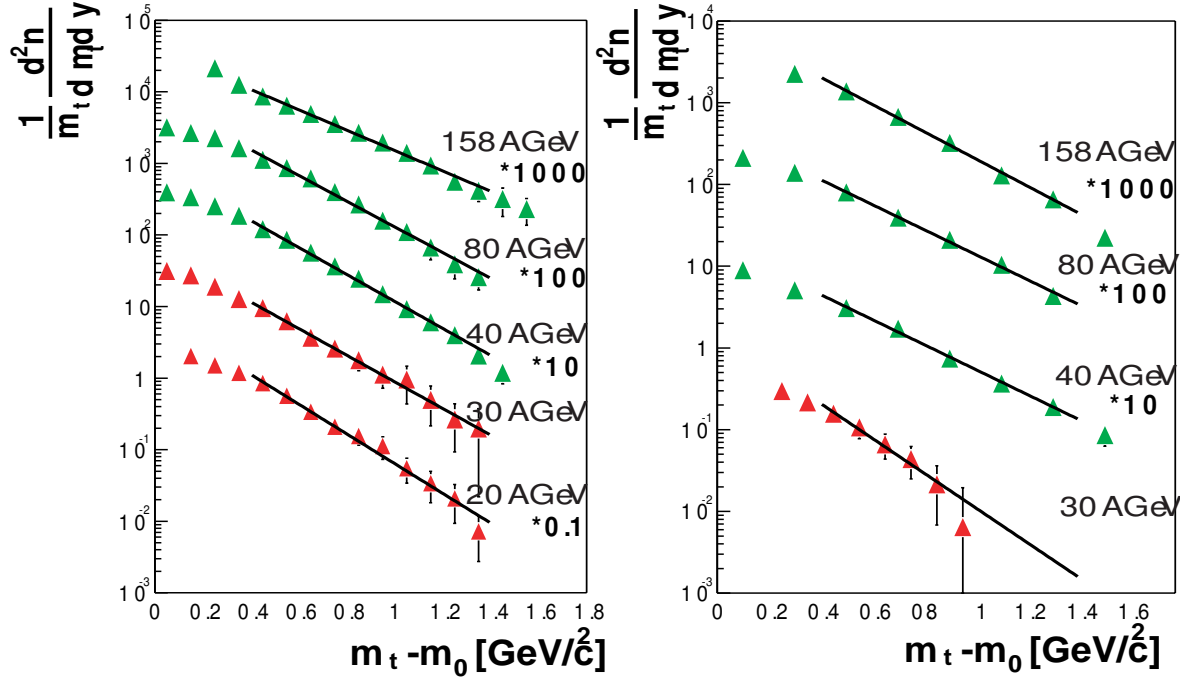


Abbildung 8.1: Die  $m_t$  Spektren der Lambdas (links) und Antilambdas (rechts) bei mittlerer Rapidität für alle Energien.

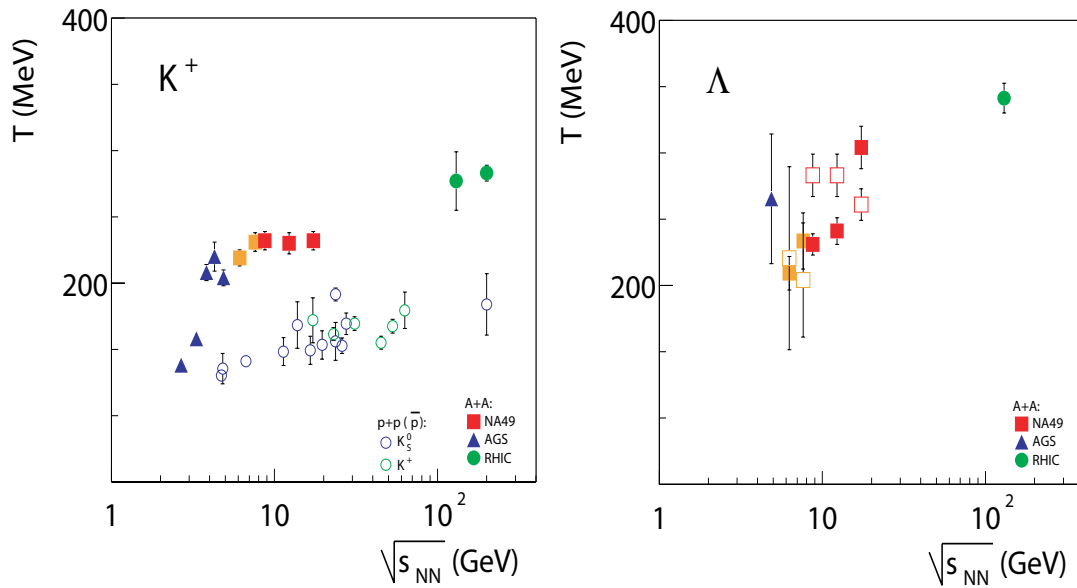


Abbildung 8.2: Der inverse Steigungsparameter  $T$  als Funktion von  $\sqrt{s_{NN}}$  für die  $K^+$  (links) und die  $\Lambda$  (rechts).

flacher Verlauf für SPS Energien und ein weiterer Anstieg bis hin zu den zwei RHIC-Datenpunkten vor. Es kann versucht werden, dieses Verhalten mit der Koexistenz von hadronischer und partonischer Phase bei SPS Energien erklären. Die Lambdas



spiegeln dieses Verhalten nicht wider, aus den vorliegenden Ergebnissen läßt sich daher kein eindeutiger Schluß ziehen.

### 8.1.2 Rapiditäts-Spektren

In Abbildung 8.3 sind die Rapiditätsspektren für die Lambdas bei allen fünf SPS-Energien nebeneinandergestellt. Bei 20, 30 und 40 AGeV kann jeweils ein einfacher Gauß-Fit an die Daten angelegt werden, während bei 80 AGeV wegen des breiteren Maximums ein Doppel-Gauß-Fit gewählt wurde. Tabelle 8.1 gibt einen Überblick über die aus den Fits erhaltenen Breiten für einen einfachen und für die Summe von zwei Gauß-Fits. Bei 158 AGeV hingegen ist kein Fit mehr möglich, da die Verteilung sehr stark abflacht (vergl. Abbildung 8.3). Dies lässt sich mit dem Baryonenstopping bei mittlerer Rapidität erklären und ist zum Beispiel auch in der Rapiditätsverteilung der Netto-Protonen bei 158 AGeV sichtbar [35].

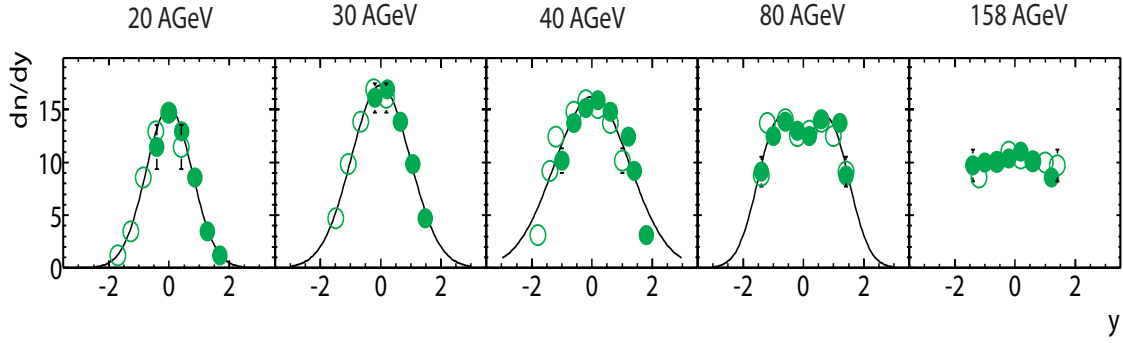


Abbildung 8.3: Die Lambda-Rapiditätsspektren für alle SPS-Energien (20, 30, 40, 80 und 158 AGeV).

Die totalen Multiplizitäten steigen mit der Energie an, nur der Wert für 158 AGeV ist ein wenig niedriger. Die Multiplizitäten bei mittlerer Rapidität weisen dagegen ein Maximum bei 30 AGeV auf. Die entsprechenden Werte für die totalen Multiplizitäten, die Multiplizität bei mittlerer Rapidität und die Breiten der angefitzten Funktionen sind in Tabelle 8.1 für die Lambdas bei allen fünf Energien zusammengestellt. Es handelt sich bei der Breite um *rms*, dem root mean square, der sich folgendermaßen berechnet:

$$rms = \sqrt{\sigma^2 + y_0^2}. \quad (8.1)$$

$y_0$  ist hierbei der Schwerpunkt der Gaußkurve. Im Falle eines einfachen Gauß-Fits ist *rms* natürlich gleich  $\sigma$ .

Die Antilambdas (siehe Abbildung 8.4) hingegen lassen sich für alle Energien mit einer einfachen Gaußfunktion anpassen und zeigen für ansteigende Energien sowohl

LAMBDA S

Größe	20 GeV	30 GeV	40 GeV	80 GeV	158 GeV
$\langle \Lambda \rangle$	$28 \pm 1.5$	$40.6 \pm 1.8$	$45.6 \pm 1.9$	$47.4 \pm 2.8$	$44.1 \pm 3.2$
$(dn/dy)_{y=0}$	$13.1 \pm 2.1$	$15.8 \pm 1.45$	$15.3 \pm 0.6$	$13.5 \pm 0.7$	$10.9 \pm 1$
$rms_1$	$0.76 \pm 0.02$	$0.99 \pm 0.04$	$1.16 \pm 0.06$	-	-
$rms_2$	$0.73 \pm 0.08$	$0.89 \pm 0.11$	$1.03 \pm 0.04$	$1.08 \pm 0.06$	-

Tabelle 8.1:  $4\pi$ -Multiplizitäten ( $\langle \Lambda \rangle$ ), Multiplizität bei mittlerer Rapidität ( $(dn/dy)_{y=0}$ ) und Breiten ( $rms = \text{root mean square}$ ) der angefiteten Gaußfunktion für Lambdas. Hierbei ist  $rms_1$  der root mean square für einen einfachen Gauß, als Vergleich hierzu wurde für alle Energien ein doppelter Gauß angefitet, die jeweiligen Breiten entsprechen dann  $rms_2$ .

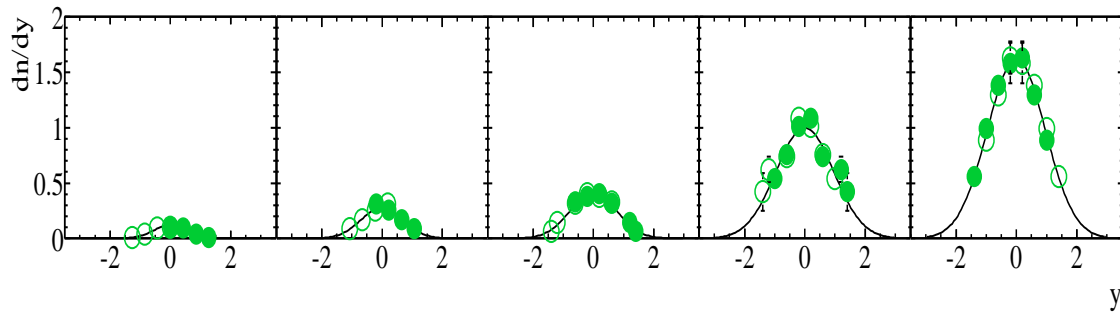


Abbildung 8.4: Die Antilambda-Rapiditysspektren für alle SPS-Energien (20, 30, 40, 80 und 158 AGeV).

eine stetige Verbreiterung als auch eine Erhöhung der Multiplizität, siehe dazu Tabelle 8.2.

Wie sich aus den Rapidityverteilungen von Lambda und Antilambda erkennen läßt, haben die Verteilungen der Lambdas eine größere Breite als die der Antilambdas. Dies läßt sich mit der Art der Erzeugung der jeweiligen Teilchen erklären: Während die Antilambdas ausschließlich durch Paarerzeugung entstehen, können Lambdas auch durch assoziierte Produktion entstehen, vergl. Kapitel 1. Für den Anstieg der Breite mit der Energie bei den Lambda-Rapiditysspektren läßt sich folgende Erklärung finden: bei niedrigen Energien besteht eine vollständige Abbremsung der Target und Projektil-Nukleonen, das sogenannte „stopping“, die Teilchenproduktion konzentriert sich also um mittlere Rapidity. Stehen höhere Kollisionsenergien zur Verfügung, beginnen Target und Projektil-Nukleonen sich zu durchdringen. Deswegen können auch Lambdas außerhalb der mittleren Rapidity entstehen, da nun auch in den anderen Bereichen hohe Baryonendichte vorliegt. Es wird außerdem deutlich, daß das Maximum der Lambda-Rapiditysverteilung mit steigender Energie abnimmt, für die Antilambdas ist das Gegenteil der Fall. Für Antilambdas ergibt sich ebenso eine stetige Verbreiterung der Verteilung, in allen Fällen kann jedoch

## ANTILAMBDA S

Größe	20 GeV	30 GeV	40 GeV	80 GeV	158 GeV
$\langle \bar{\Lambda} \rangle$		$0.5 \pm 0.04$	$0.74 \pm 0.04$	$2.26 \pm 0.25$	$3.87 \pm 0.18$
$(dn/dy)_{y=0}$		$0.29 \pm 0.06$	$0.42 \pm 0.04$	$1.06 \pm 0.08$	$1.62 \pm 0.16$
$\sigma$		$0.69 \pm 0.08$	$0.71 \pm 0.05$	$0.85 \pm 0.13$	$0.95 \pm 0.05$

Tabelle 8.2:  $4\pi$ -Multiplizitäten ( $\langle \bar{\Lambda} \rangle$ ), Multiplizität bei mittlerer Rapidität ( $(dn/dy)_{y=0}$ ) und Breiten  $\sigma$  der angefitzten einfachen Gaußfunktion für Antilambdas.

ein einzelner Gauß-Fit angelegt werden.

## 8.1.3 Das Lambda-zu-Pion-Verhältnis

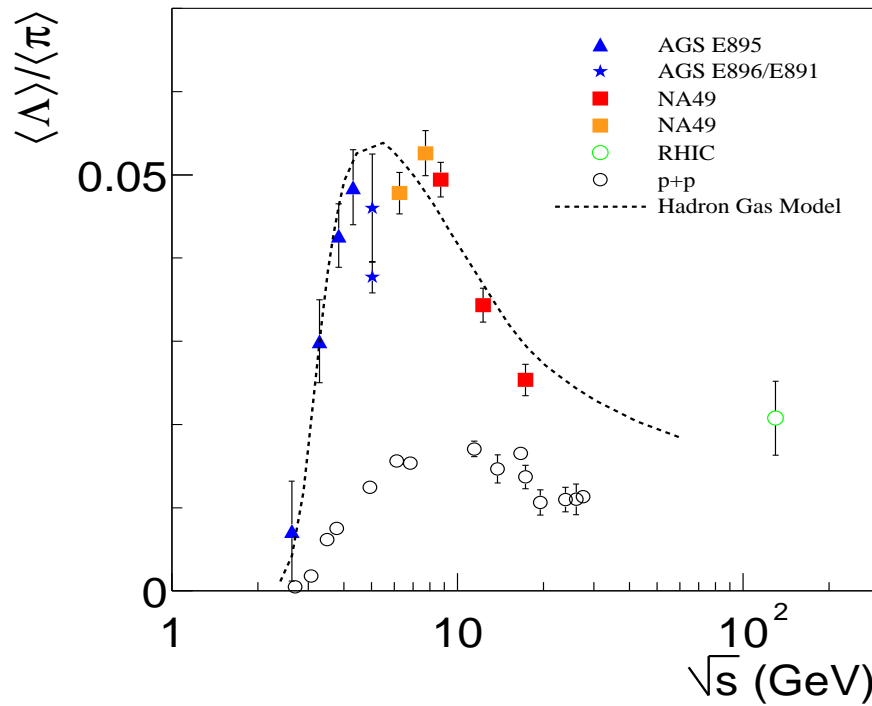


Abbildung 8.5: Das Verhältnis von seltsamen Teilchen (als Stellvertreter sind hier die Lambdas gewählt) zu nicht-seltenen (Pionen) Teilchen. Zur Erklärung der einzelnen Datenpunkte, siehe Legende.

Für die Analyse der expliziten Energieabhängigkeit der Seltsamkeits-Produktion wird das Verhältnis von seltsamen zu nicht-seltenen Teilchen betrachtet. Als Repräsentanten der nicht-seltenen Teilchen werden die Pionen gewählt, da sie etwa 90% der in der Reaktion entstehenden Teilchen ausmachen. Gemessen wurden

Lambdas und Pionen bei niedrigen Energien von den Experimenten E891, E895 und E896 am AGS [36], von NA49 bei SPS Energien [37] und bei den derzeit höchsten Energien am RHIC. Um der Gesamtanzahl der Pionen Rechnung zu tragen (also auch den nicht gemessenen  $\pi^0$ ), wird folgender Mittelwert benutzt:

$$\langle \pi \rangle = 1.5 \cdot (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle)$$

Da hier wiederum die Daten verschiedener Experimente miteinander verglichen werden, muß beachtet werden, daß sowohl bei RHIC [33] als auch bei AGS [30] Gold-Kerne anstatt wie in NA49 Blei-Kerne zur Kollision gebracht wurden. Daraus ergibt sich ein anderes Reaktionsvolumen, die entsprechende Zentralität spielt ebenfalls eine Rolle. Werden aber sowohl die seltsamen, als auch die nicht-seltsamen Teilchen auf die Number of wounded nucleons normiert, werden die Daten miteinander vergleichbar. Eine Zusammenstellung vorhandener Werte, die auch die in dieser Arbeit erhaltenen Datenpunkte beinhaltet, ist in Abbildung 8.5 zu sehen. Es wird ein starker Anstieg für AGS-Energien beobachtet, der bei niedrigen SPS Energien sein Maximum findet. Zu höheren Energien (RHIC) hin, fällt das Verhältnis wieder ab.

#### 8.1.4 Das Verhältnis von Antilambda zu Lambda

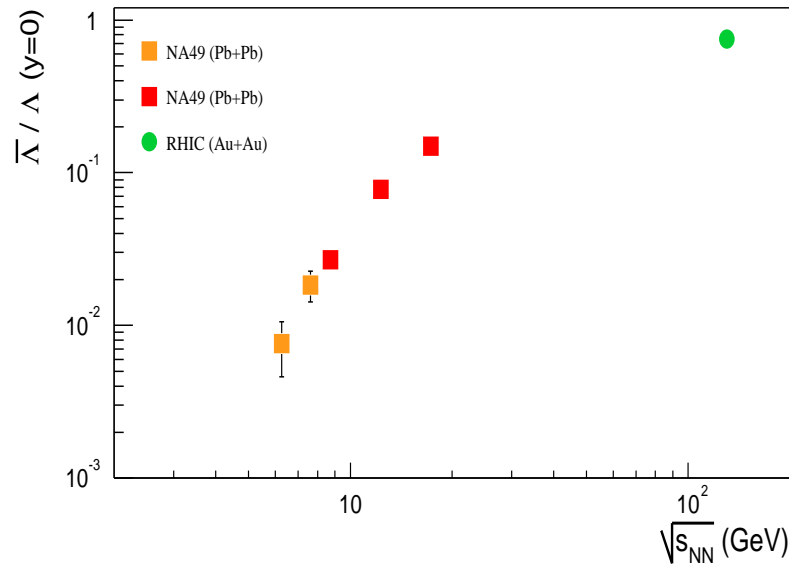


Abbildung 8.6: Das Verhältnis von Antilambda zu Lambda bei mittlerer Rapidität als Funktion von  $\sqrt{s_{NN}}$ .

In Abbildung 8.6 ist das Verhältnis der Antilambda-Multiplizitäten zu Lambda-Multiplizitäten als Funktion der Energie (bei mittlerer Rapidität, siehe dazu An-

hang C, Tabelle C.1) dargestellt, es steigt von der niedrigsten SPS-Energie bis zum RHIC-Punkt bei  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV an. Eine mögliche Erklärung für den Anstieg des Antilambda zu Lambda Verhältnisses ist wiederum, daß es bei SPS-Energien zu einer fast vollständigen Abbremsung von Target und Projektil-Nukleonen kommt. Dahingegen durchdringen sich bei RHIC Target und Projektil fast vollständig, das heißt, es kommt nicht zur Abbremsung und die Nettobaryonenzahl ist hier gleich null, während sie bei kleineren Energien größer null ist. Die Nettobaryonenzahl bezeichnet den Überschuß der beobachteten Baryonen gegenüber den Antibaryonen. Während das Lambda sein Up und Down-Quark auch aus den ursprünglich vorhandenen Target- und Projektil-Nukleonen beziehen kann, müssen die Anti-Up- und Anti-Down-Quarks für das Antilambda erst produziert werden. Erst bei sehr hohen Energien verschwindet dieser Unterschied, denn es liegen dann mehr produzierte als ursprüngliche Quarks vor.

## 8.2 Hyperonen im Vergleich

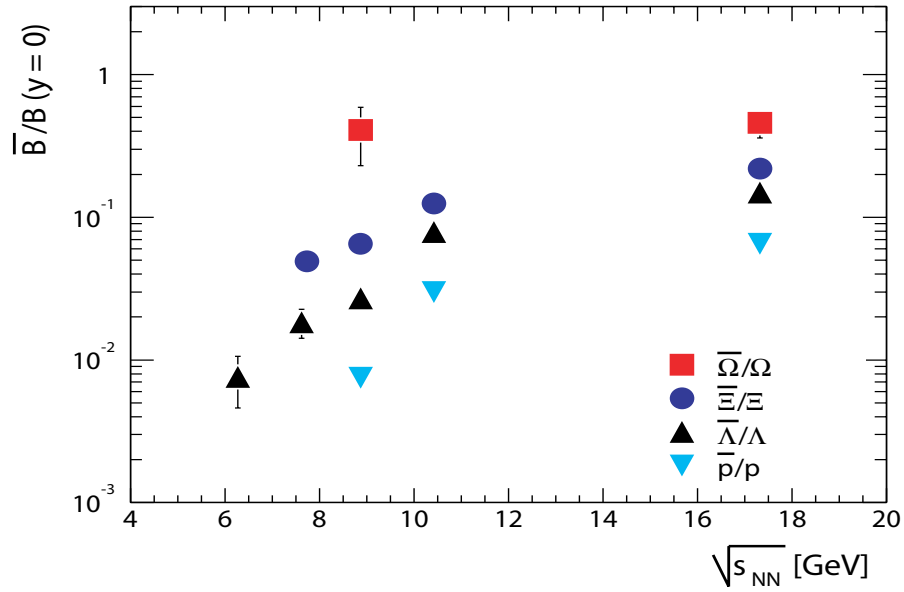


Abbildung 8.7: Das Verhältnis von Antibaryonen zu Baryonen bei mittlerer Rapidität als Funktion von  $\sqrt{s_{NN}}$  im SPS-Regime (NA49 Messungen).

Der Anstieg des im letzten Abschnitt betrachteten Baryon zu Antibaryon-Verhältnisses mit der Kollisionsenergie wird auch bei den  $\Xi$ s beobachtet, die Energieabhängigkeit nimmt jedoch mit steigender Seltsamkeit ( $\Omega$ ) ab, vergl. Abbildung 8.7 und [28]. Bei noch höheren Energien (RHIC) wird ein weiterer Anstieg des Verhältnisses erwartet, dieser wird auch beobachtet, jedoch wird auch hier noch keine hundertprozentig reine Baryonen-freie Zone erreicht.

Die Analyse der anderen Hyperonen ist leider bisher nur für 40 und 158 AGeV

vollständig durchgeführt worden [38, 39], aber es können für diese zwei Energien die  $m_t$ - und Rapiditäts-Spektren verglichen werden.

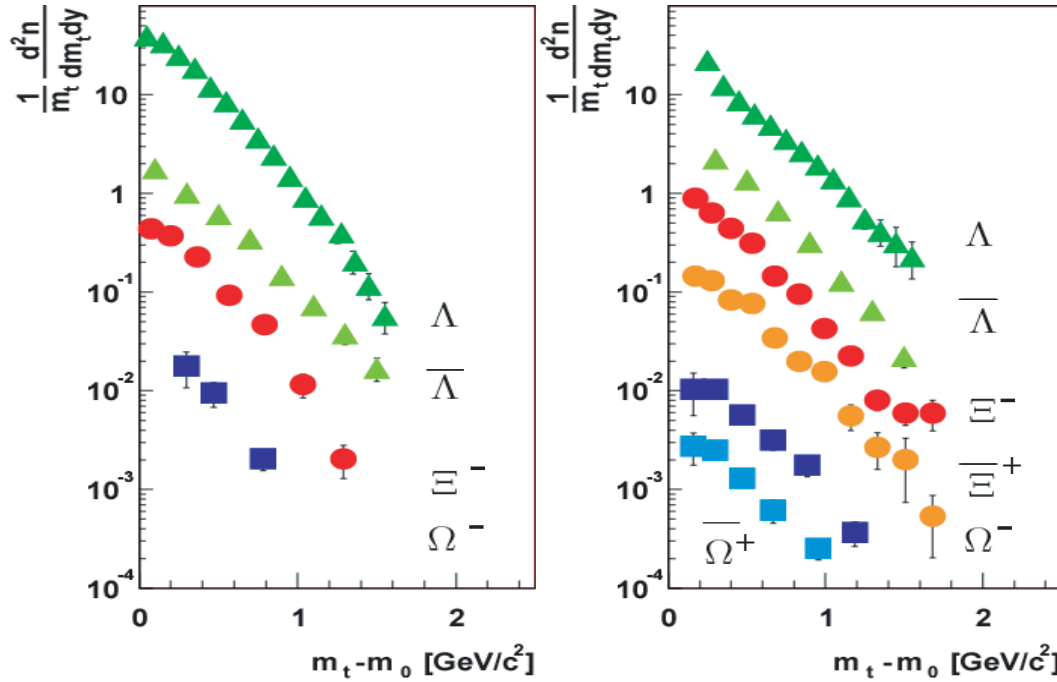


Abbildung 8.8: Die  $m_t$ -Spektren für  $\Lambda$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$  im Vergleich bei 40 AGeV (links) und 158 AGeV (rechts).

In Abbildung 8.8 sind die Spektren der transversalen Masse für die drei Hyperonen im Vergleich dargestellt. Es wird deutlich, daß eine Messung bis in niedrige  $m_t$ -Regionen möglich ist, besonders bei 40 AGeV, wo das Signal-zu-Untergrund Verhältnis besser ist als bei 158 AGeV. Auch hier wurde ein exponentieller Fit angelegt, vergl. 7.7. Der Fit-Bereich ist  $m_t - m_0 > 0.25$  für alle Teilchen.

In Abbildung 8.9 werden dann die entsprechenden Rapiditäts-Spektren miteinander verglichen [40]. Auch hier herrscht bei 40 AGeV eine gute Übereinstimmung, wobei die Multiplizität der leichtesten Hyperonen höher ist als die der schwereren. Ein Unterschied in der Form wird bei 158 AGeV deutlich; die schon in Abschnitt 8.1.2 besprochene Abflachung der Lambda-Verteilung, tritt bei den schwereren Teilchen nicht auf.

### 8.3 Vergleich mit Modellvorhersagen

*„Das entscheidende Kriterium ist Schönheit; für häßliche Mathematik ist auf dieser Welt kein beständiger Platz.“*  
(Godfrey Harold Hardy)

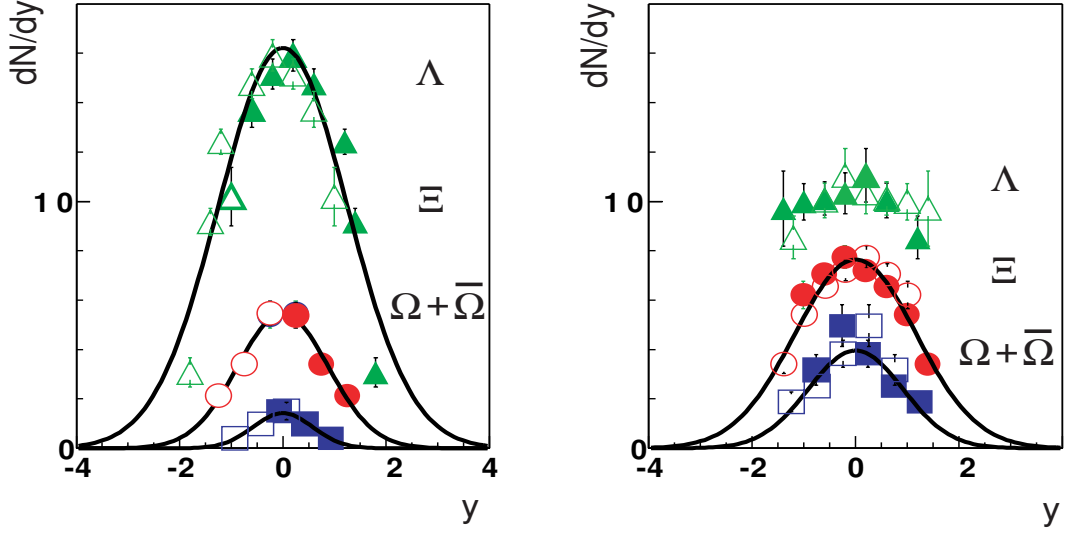


Abbildung 8.9: Die Rapidity-Spektren für  $\Lambda$ ,  $\Xi$  und  $\Omega$  im Vergleich bei 40 AGeV (links) und 158 AGeV (rechts).

Im Abschnitt 8.1.3 wurde schon das Verhältnis von Lambdas zu Pionen gezeigt. Hier sollen nun ein die entsprechenden Modellvorhersagen mit den Daten verglichen werden.

In Abbildung 8.10 ist das erwähnte Verhältnis zu sehen, es ergibt sich hier ein sehr ähnlicher Verlauf wie in den Kaon-Daten (vergl. Abbildung 2.8 in Abschnitt 1.5), nämlich ein ausgeprägtes Maximum. Der Interpretation des „SMES“ zufolge könnte dieses ein Anzeichen für einen Phasenübergang von einer hadronischen zu einer partonischen Phase sein. Die Vorhersagen des Hadron-Gas Modells (durchgezogene Linie) spiegeln den generellen Trend der Daten wider, für  $\gamma_s$  als freien Parameter wird die Vorhersage sogar noch besser. Das string-hadronische UrQMD Modell unterschätzt jedoch den Verlauf der gemessenen Punkte systematisch.

Auch soll kurz auf das Hyperonen zu Pionen-Verhältnis eingegangen werden. Während bei den Lambdas in Abbildung 8.10 ein ausgeprägtes Maximum bei niedrigen SPS-Energien auftritt, ist dies bei den schwereren Hyperonen nicht der Fall (vergl. Abbildung 8.11). Es liegt ein Anstieg mit der Energie vor, jedoch ist es relativ schwierig, hier eine Aussage zu treffen, da noch mehr Messpunkte vonnöten sind. Auch hier besteht eine ähnliche Situation wie bei den Lambdas, die Vorhersagen des Hadrongas-Modells geben quantitativ den Verlauf wider, werden mit der Einführung des zusätzlichen freien Parameters  $\gamma_s$  jedoch wesentlich besser. Die Unterschätzung des Teilchenverhältnisses durch das UrQMD Modell ist jedoch beim  $\Xi$  und vor allem dem  $\Omega$  noch stärker ausgeprägt als bei dem Lambda.

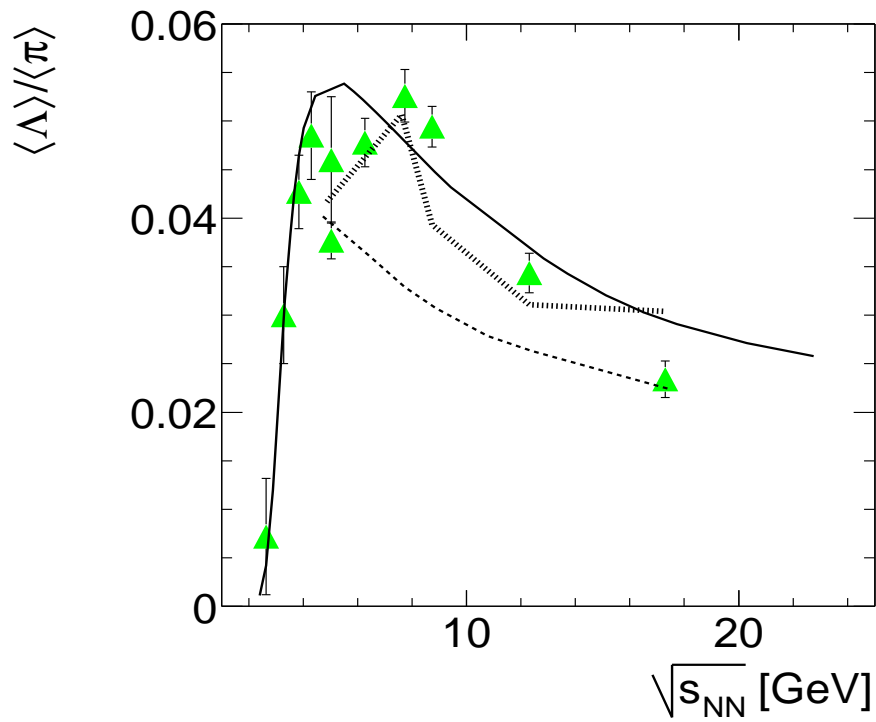


Abbildung 8.10: Die Vorhersagen des Hadrongas-Modells mit  $\gamma_s = 1$  (durchgezogene Linie), mit  $\gamma_s$  als freiem Parameter (gestrichelte Linie) und die Berechnung von UrQMD (gepunktete Linie) für das Lambda über Pionen-Ratio.



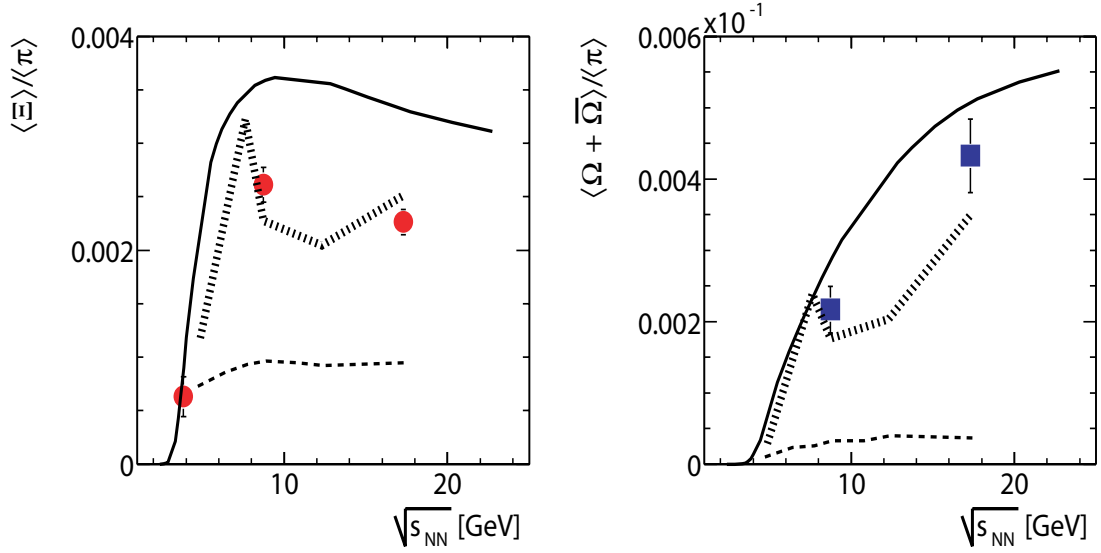


Abbildung 8.11: Zum Vergleich zu  $\langle \Lambda \rangle / \langle \pi \rangle$  sind hier auch die entsprechenden Verhältnisse für  $\Xi$  und  $\Omega$  dargestellt. Die Vorhersagen des Hadrongas-Modells mit  $\gamma_s = 1$  (durchgezogene Linie), mit  $\gamma_s$  als freiem Parameter (gestrichelte Linie) und die Berechnung von UrQMD (gepunktete Linie). Das Hadrongas-Modell zeigt eine relativ bessere Übereinstimmung mit den Daten, als UrQMD, welches die Teilchenverhältnisse systematisch unterschätzt, besonders für die schwersten Hyperonen, die Omegas.



# A Variablen

## A.1 Einheiten und Größenordnungen

Die in der relativistischen Hochenergiephysik behandelten Energien und Massen sind um ein Vielfaches kleiner als die der Alltagswelt. Die Verwendung der normalen Einheiten wie Kilogramm (kg), Joule (=Watt Sekunde) etc. wäre deshalb sehr unpraktisch. Es ist deshalb üblich, die Energie in Einheiten von Elektronenvolt (eV) zu messen. Dies ist die Energie, die eine Elektron gewinnt, wenn es der Spannungsdifferenz von einem Volt ausgesetzt ist. Es gilt folgende Umrechnung:

$$1 \text{ eV} = 1.910^{-19} \text{ Joule}$$

Außerdem werden die üblichen Bezeichnungen für Größenordnungen verwendet, wie etwa Kiloelektronenvolt (keV) =  $10^3$  eV, Gigaelektronenvolt (GeV) =  $10^9$  eV etc. Die Masse der Elementarteilchen wird typischerweise in  $\text{MeV}/c^2$  gemessen. Es wird also die berühmte Beziehung  $E = mc^2$  (mit  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s, der Lichtgeschwindigkeit) ausgenutzt. Hier gilt die Umrechnung :

$$1 \text{ eV}/c^2 = 1.7810^{-36} \text{ kg}$$

Schließlich wird die Geschwindigkeit häufig in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit gemessen, so daß für die Lichtgeschwindigkeit selber natürlich  $c \equiv 1$  gilt. Dadurch fällt der Nenner  $c^2$  weg und auch die Teilchenmassen werden in Einheiten von eV angegeben. Zum Beispiel beträgt die Masse eines Elektrons ca.  $500 \text{ keV} = 0.5 \text{ MeV}$ . Dies entspricht  $0.89 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$ . Die Masse eines Protons beträgt ca.  $1 \text{ GeV}$ , also das 2000-fache der Elektronmasse.

## A.2 Zu den kinematischen Variablen

Die Raum-Zeit- und Energie-Impuls-Koordinaten werden in Vierervektoren zusammengefasst. Das hat den Vorteil, daß die Gleichungen in kovarianter Form geschrie-

ben werden können. In einem beliebigen Koordinatensystem  $\Sigma$  ist das Impulsquadrat eines Teilchens eine Erhaltungsgröße, nämlich seine Masse:

$$p_\mu \cdot p^\mu = E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2 \quad (\text{A.1})$$

Bei Übergang in ein mit der Geschwindigkeit  $\beta$  in z-Richtung gegen  $\Sigma$  bewegtes Koordinatensystem  $\Sigma^*$ , wird das Impulsquadrat des Teilchens durch  $p_\mu^* = (E^*, \vec{p}^*)$  beschrieben. Die Lorentz-Transformation beschreibt den Übergang von dem ersten Inertialsystem  $\Sigma$  in das dazu bewegte System  $\Sigma^*$ :

Mit

$$\beta = \frac{p_z}{E} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{E}{m} \quad \text{bzw.} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.2})$$

### A.3 Schwerpunktsenergie

Für fixed Target Experimente ist die Anfangsenergie definiert als die Strahlenergie pro Nukleon, um diese jedoch mit Collider-Experimenten vergleichen zu können, wird meistens die Schwerpunktsenergie betrachtet. So ist zum Beispiel die gesamte Energie eines 158 AGeV Blei-Strahls (Massenzahl = 208) 33 TeV. Die Kollisions-Energie im Schwerpunktssystem  $\sqrt{s_{NN}}$  ist normalerweise pro Nukleon-Paar angegeben, was für den 158 AGeV Blei-Strahl, der auf ein festes Target auftrifft,  $\sqrt{s_{NN}}$  von 17.3 GeV ergibt. Diese Schwerpunktsenergie ergibt sich aus den Viererimpulsen der beiden einlaufenden Teilchen  $\mathbf{P} = (E, p_x, p_y, p_z)$ :

$$E_{cm} = \sqrt{s_{NN}} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2}$$

dabei ist  $s$  eine der Mandelstam-Variablen und als Betrag eines Viererimpulses Lorentz-invariant ( $s = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2$ ).

### A.4 Transversale Größen

Die transversal zur Strahlrichtung liegenden Größen sind Lorentz-invariant und werden deshalb besonders gerne zur Beschreibung benutzt. Als wichtigste seien der Transversalimpuls:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

und die sich aus ihm berechnende transversale Masse genannt:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$$

$m_0$  ist dabei die Ruhemasse des entsprechenden Teilchens.

## A.5 Longitudinale Größen

Zusammen mit dem Transversalimpuls und dem Winkel  $\Phi$  bildet die Rapidität einen vollständigen Satz von Variablen. Unter einer Lorentz-Transformation wird die Rapidität linear verschoben:

$$y^* = y - y_0$$

Sie ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \ln \left( \frac{E + p_z}{m_t} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right)$$

Die Rapidität kann als eine Art longitudinale Geschwindigkeit betrachtet werden, die nicht vom Bezugssystem allerdings aber von der Teilchenidentität abhängt. Eine weitere Größe, die nicht mehr von der Teilchenidentität abhängt, ist die Pseudo-Rapidität:

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \right)$$

Der darin verwendete Azimuthal-Winkel  $\Phi$  ist:

$$\Phi = \arctan \left( \frac{p_y}{p_x} \right)$$

## A.6 Zusammenhänge zwischen den Größen

Es ergibt sich in umgekehrter Weise:

$$E = m_t \cosh y$$

$$p_z = m_t \sinh y$$

woraus folgt:

$$\frac{dp_z}{dy} = m_t \cosh y = E$$

Äquivalent dazu erhält für Transversalimpuls und Pseudorapidität:

$$|p| = p_t \cosh \eta$$

$$p_z = p_t \sinh \eta$$



## B Zusätzliche Abbildungen

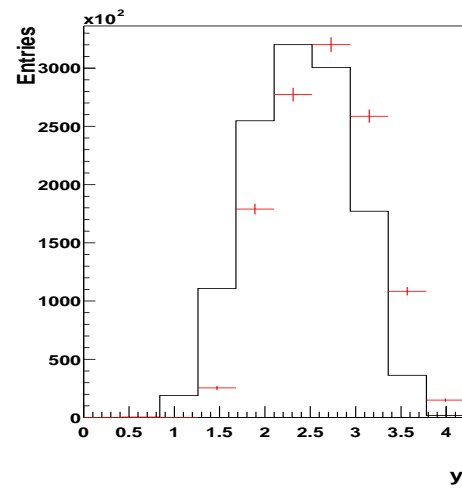


Abbildung B.1: Vergleich der Rapiditätsverteilung der Rohdaten mit der in der Simulation generierten für 20 AGeV.

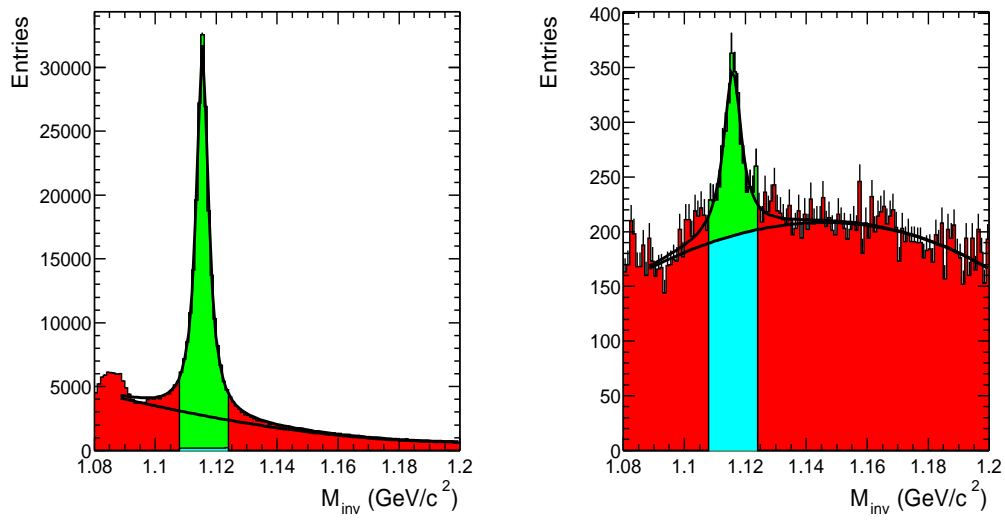


Abbildung B.2: Invariante Massenspektren der Lambdas (links) und Antilambdas (rechts) bei 20 GeV.



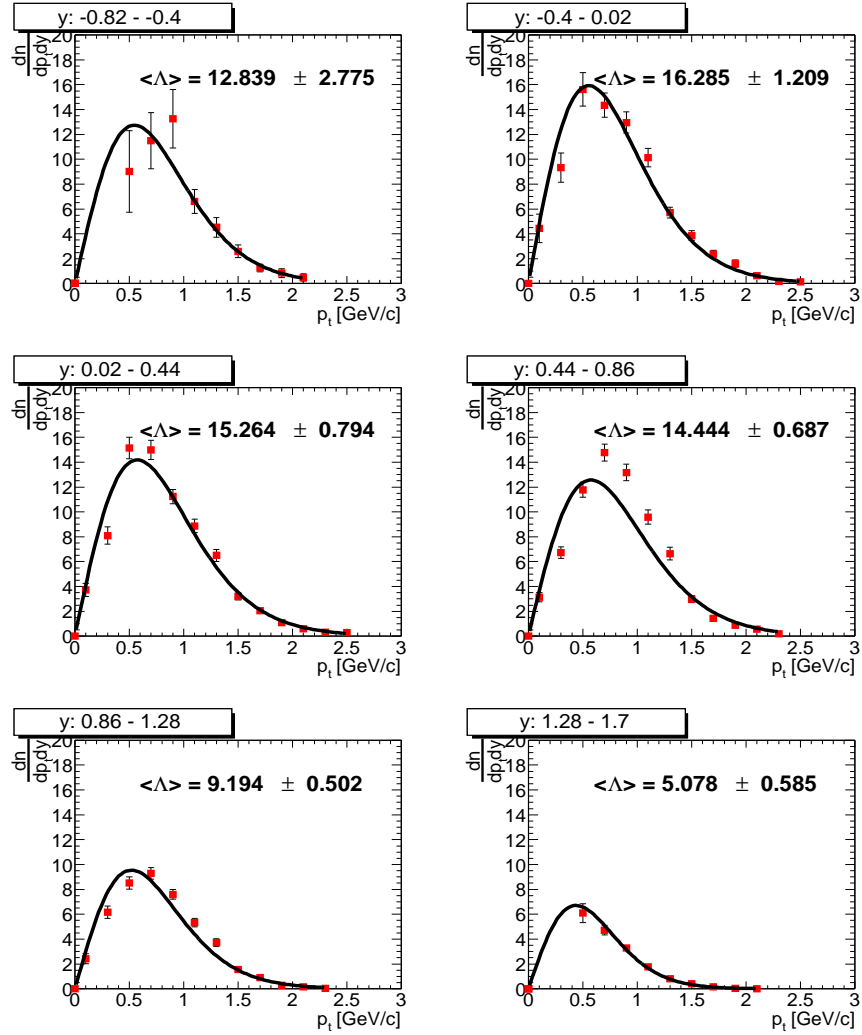


Abbildung B.3: Feeddown-unkorrigierte Transversalimpuls-Spektren für 30 AGeV in verschiedenen Rapiditäts-Bins ( $y$  im Schwerpunktssystem).

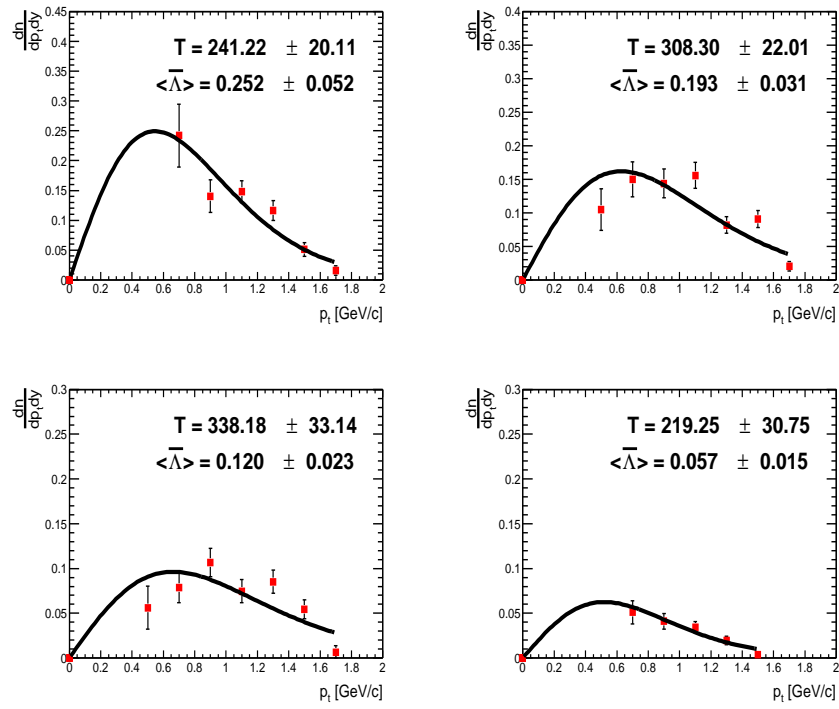


Abbildung B.4: Feeddown-korrigierte Antilambda Transversalimpuls-Spektren für 30 AGeV in verschiedenen Rapiditätsbins ( $y$  im Schwerpunktsystem).

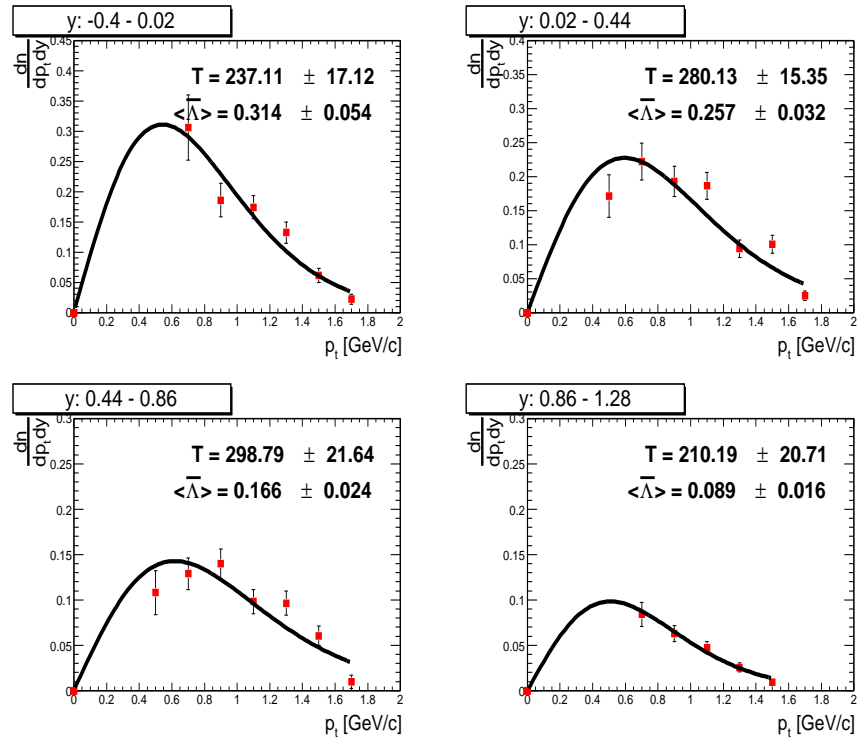


Abbildung B.5: Feeddown-unkorrigierte Antilambda Transversalimpuls-Spektren für 30 AGeV in verschiedenen Rapiditätsbins ( $y$  im Schwerpunktsystem).

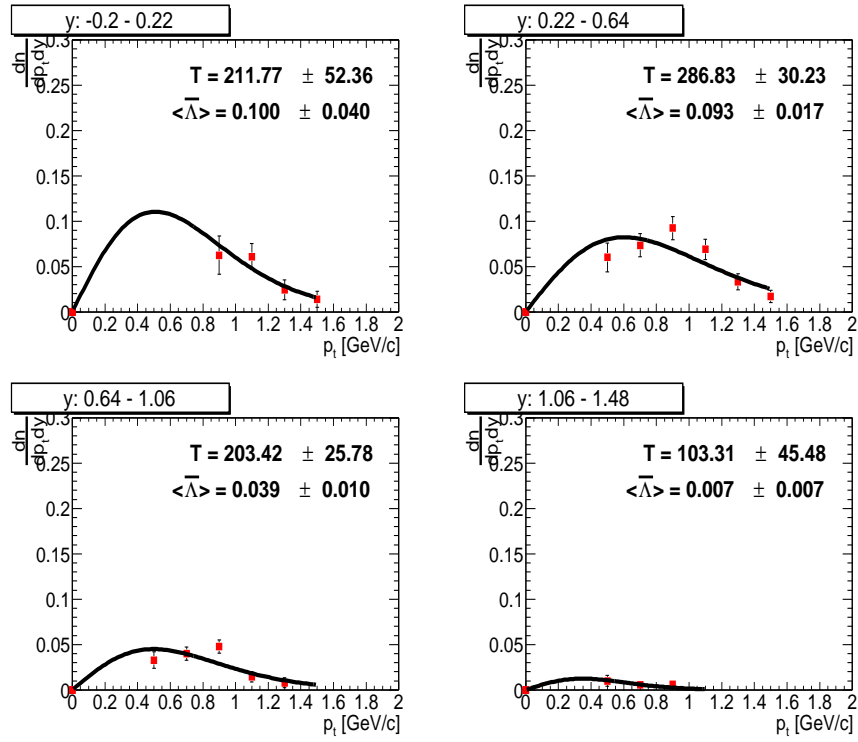


Abbildung B.6: Antilambda Transversalimpuls-Spektren für 20 AGeV in verschiedenen Rapiditybins ( $y$  im Schwerpunktssystem).

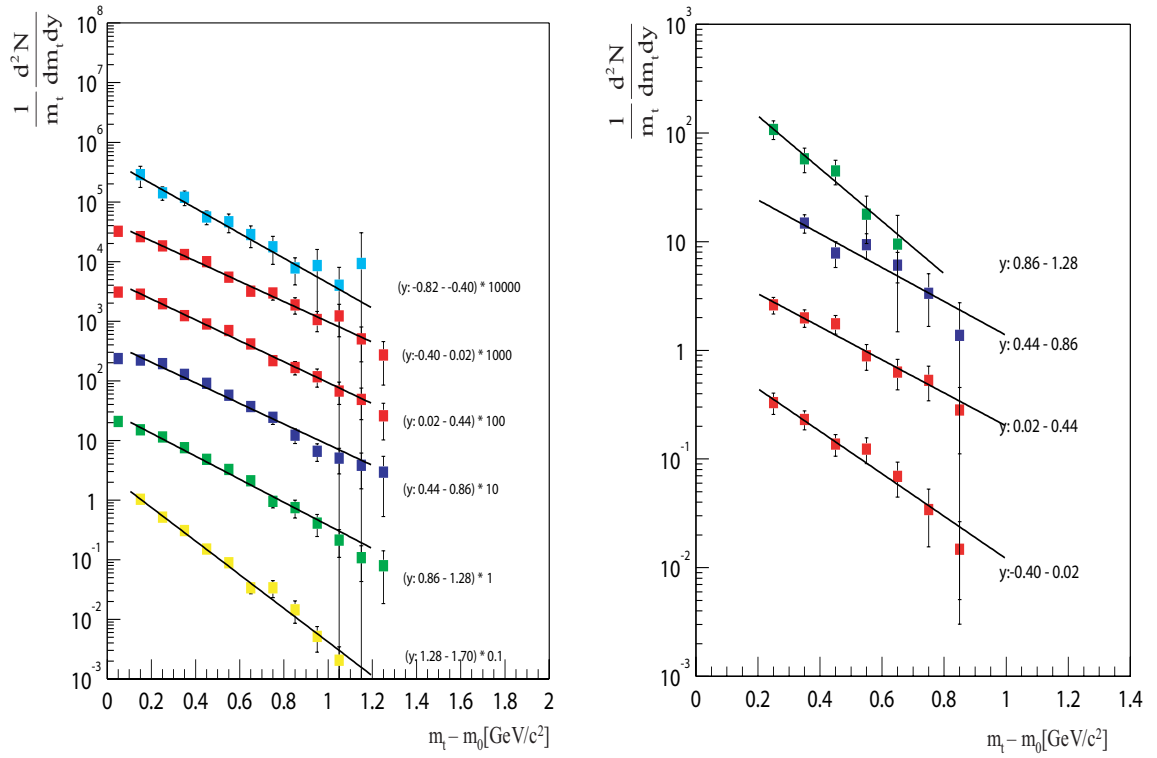


Abbildung B.7: Feeddown-unkorrigierte Spektren der transversalen Masse für 30 AGeV in verschiedenen Rapiditäts-Bins ( $y$  im Schwerpunktsystem) für Lambdas (links) und Antilambdas (rechts).

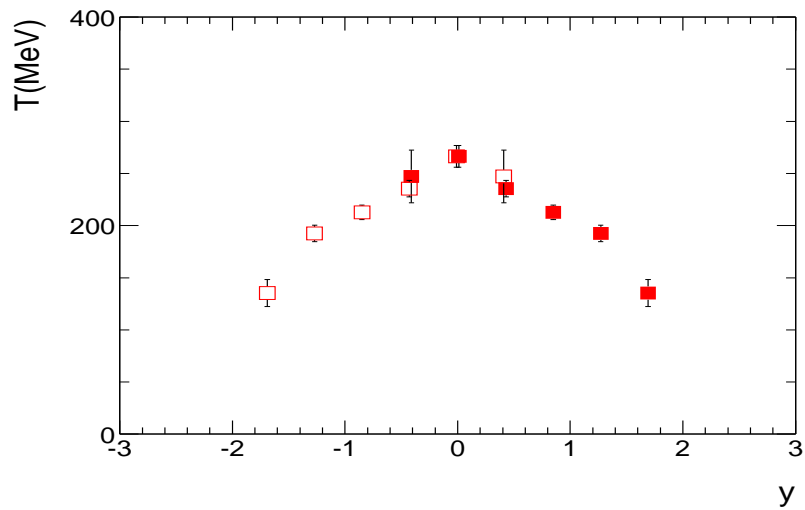


Abbildung B.8: Der inverse Steigungsparameter  $T$  in MeV in Abhängigkeit von der Rapidität.

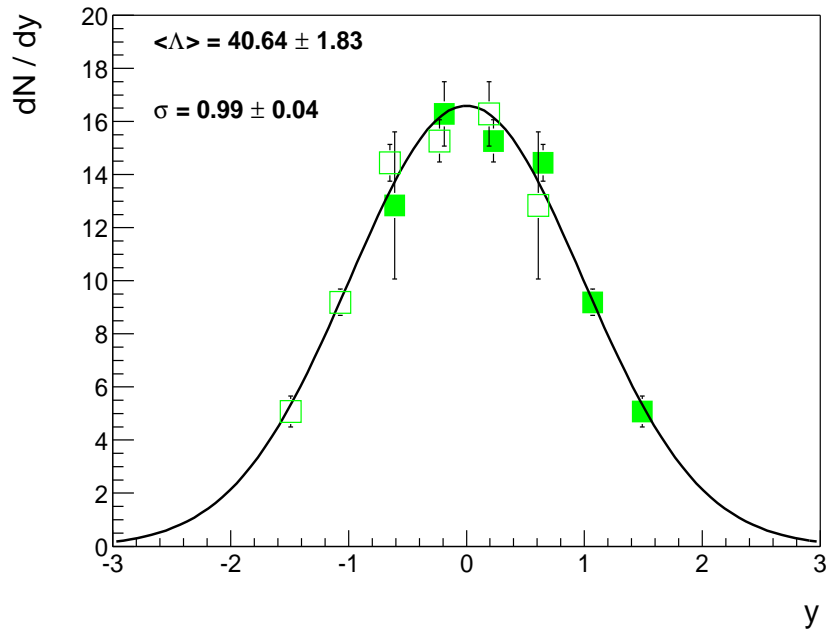


Abbildung B.9: Feeddown-unkorrigiertes Lambda Rapidity spectrum bei 30 AGeV (Rapidity ( $y$ ) im Schwerpunkssystem).

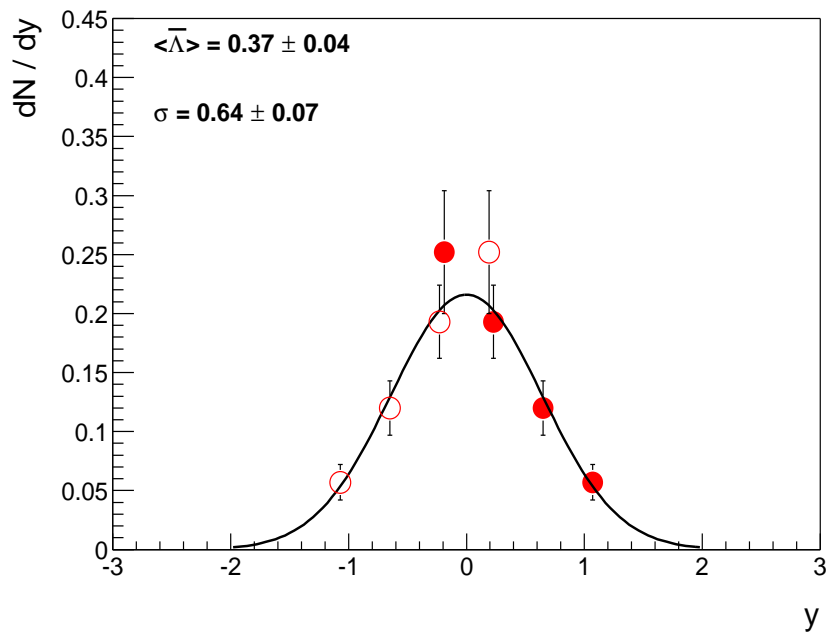


Abbildung B.10: Feeddown-korrigiertes Antilambda Rapidity spectrum bei 30 AGeV (Rapidity ( $y$ ) im Schwerpunkssystem).

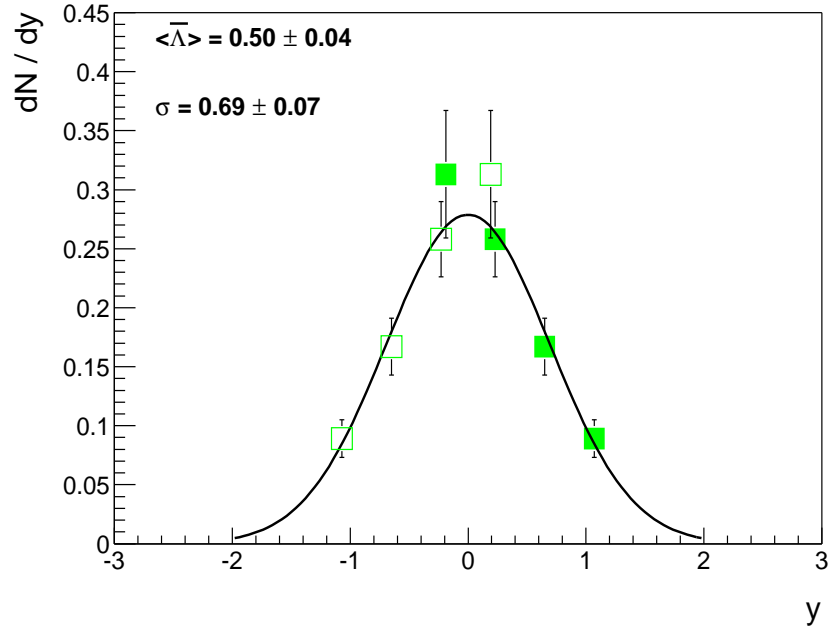


Abbildung B.11: Feeddown-unkorrigiertes Antilambda Rapiditätsspektrum bei 30 AGeV (Rapidity ( $y$ ) im Schwerpunktssystem).

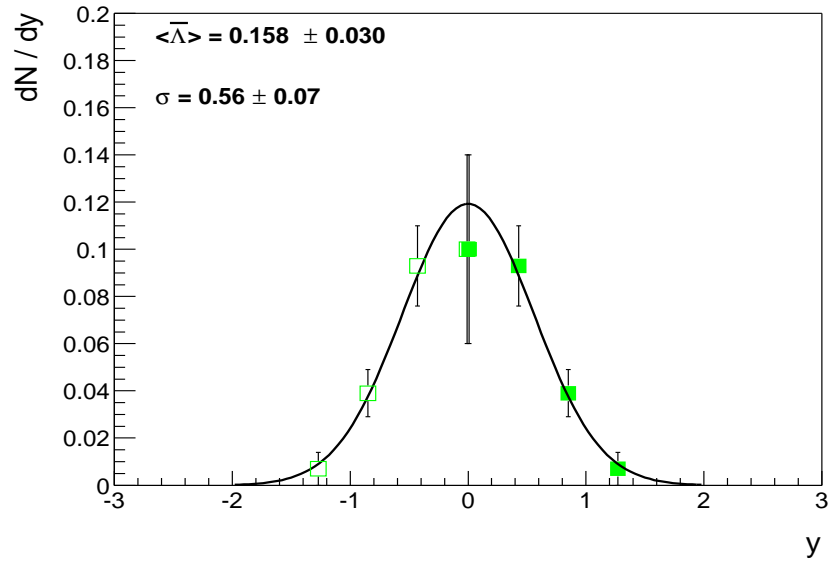


Abbildung B.12: Antilambda Rapiditätsspektrum bei 20 AGeV (Rapidity ( $y$ ) im Schwerpunktssystem).





## C Tabellen

$E_{KIN}$ (GeV)	$p_{LAB}$ (GeV)	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$F$ (GeV)	$y_{mid}$
1.06	1.76	2.35	0.46	0.69
1.96	2.74	2.68	0.66	0.90
4.00	4.85	3.32	0.98	1.17
5.93	6.80	3.83	1.18	1.34
7.94	8.83	4.29	1.35	1.47
10.74	11.6	4.87	1.53	1.61
11.2	12.1	4.96	1.56	1.63
14.6	15.5	5.56	1.73	1.73
19.8	20	6.27	1.92	1.88
29.1	30	7.62	2.23	2.08
38.7	39.6	8.73	2.46	2.22
78.3	79.2	12.3	3.09	2.56
157.5	158.4	17.3	3.82	2.91
199.1	200	19.4	4.08	3.03

Tabelle C.1: Kinetische Energie, Laborimpuls, Schwerpunktsenergie, Fermivariablen und mittlere Rapidität für einige Energien.

$\sqrt{s_{NN}}$	Experiment	$\langle\Lambda\rangle$	$\langle\pi\rangle$	$\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$
2.63	E895 [30, 36]	$0.6 \pm 0.5$	$83.0 \pm 5.79$	$0.0072 \pm 0.006$
3.29	E895 [30, 36]	$5.5 \pm 1$	$183.5 \pm 4.06$	$0.03 \pm 0.005$
3.838	E895 [30, 36]	$11.5 \pm 1$	$269.6 \pm 5.4$	$0.043 \pm 0.004$
4.31	E895 [30, 36]	$16.5 \pm 1.5$	$340 \pm 6.17$	$0.0485 \pm 0.005$
5.03	E891 [29, 36]	$20.34 \pm 2.74$	$443.55 \pm 19.13$	$0.046 \pm 0.007$
5.03	E896 [31, 36]	$16.7 \pm 0.5$	$443.55 \pm 19.13$	$0.0377 \pm 0.002$
6.27	NA49 [26, 37]	$28.0 \pm 1.5$	$603 \pm 20$	$0.0478 \pm 0.0025$
7.73	NA49 [26, 37]	$40.6 \pm 1.8$	$771 \pm 40$	$0.0526 \pm 0.003$
8.73	NA49 [26, 37]	$45.6 \pm 1.9$	$922 \pm 40$	$0.049 \pm 0.002$
12.3	NA49 [26, 37]	$47.4 \pm 2.8$	$1380 \pm 50$	$0.034 \pm 0.002$
17.3	NA49 [26, 37]	$44.1 \pm 3.2$	$1747 \pm 83$	$0.025 \pm 0.002$
130	RHIC [33]			$0.0208 \pm 0.004$

Tabelle C.2: Multiplizitäten der Lambdas und Pionen bei verschiedenen Energien.

$\sqrt{s_{NN}}$	$T_{\Lambda}$ [MeV]	$T_{\bar{\Lambda}}$ [MeV]
20 AGeV	$209 \pm 13$	$221 \pm 69$
30 AGeV	$233 \pm 21$	$204 \pm 43$

Tabelle C.3: Der Steigungsparameter bei verschiedenen Energien, extrahiert aus den  $m_t$ -Spektren in Fit-Bereich  $0.4 < m_t - m_0 < 1.4$ .

# Literaturverzeichnis

- [1] aus: Hadronen und Kernphysik, Status und Perspektiven, KHuk-Broschüre, 72, 2003
- [2] Particle Data Booklet, Extracted from the Review of Particle Physics, K. Hagiwara et al., Physical Review D66, 010001 (2002)
- [3] A.Chodos et al., Phys. Rev., D9, 3471 (1974)
- [4] E. V. Shuryak, Quark - Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Pions, Phys. Lett. B78, 150 (1978)
- [5] M. M. Aggarwal et al (WA98 collaboration), Observation of direct photons in central 158 AGeV Pb-208 + Pb-208 collisions, Phys. Rev. Lett. 85, 3595 (2000)
- [6] <http://pressold.web.cern.ch/PressOld/Releases00/PR01.00E> QuarkGluon-Matter.html
- [7] A. Wetzler, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2002).
- [8] R. Stock, Event by event analysis of ultrarelativistic nuclear collisions: A new method to search for critical fluctuations, in Proceedings of NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne-les-Bains, France, 27 Jun - 1 Jul 1994.
- [9] I. Kraus, System-Size Dependence of Strangeness Production at 158 AGeV, Vortrag auf Hot-Quarks-Konferenz, Taos, New Mexiko 2004
- [10] K. Redlich and A. Tounsi, Eur. Phys. J. C24, 589 (2002)
- [11] M. Gell-Mann, A schematic model of baryons and mesons, Phys. Lett. 8, 214-215 (1964)
- [12] A. Bialas, M. Bleszynski and W. Czyz, Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies, Nucl. Phys. B111, 461 (1976)
- [13] H.Sorge, W. Greiner und H. Stöcker. Nucl. Phys., A498, 567c (1989)

- [14] M. Bleicher et al., J.Phys. G30, 902 (2002) and private communication
- [15] R. Hagedorn, The long way to the statistical bootstrap model, Invited talk at NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne-les-Bains, France, 27 Jun - 1 Jul 1994.
- [16] J. Cleymans and K. Redlich, Chemical and thermal freeze-out parameters from 1 AGeV to 200 AGeV, Phys. Rev. C60, 054908 (1999).
- [17] M. Gazdzicki und M.I. Gorenstein, On the early stage of nucleus-nucleus collisions. Acta Phys. Polon., B30, 2705, (1999).(hep-ph/9803462).
- [18] F. Becattini, M. Gaździcki, A. Keränen, J. Manninen and R. Stock, Phys. Rev. C69, 024905 (2004)
- [19] P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Oeschler and K. Redlich, Nucl. Phys. A697, 902 (2002)
- [20] R. Stock, Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: from the BEVALAC to RHIC, arXiv:nucl-ex/0405007 v1 12 May 2004
- [21] S. Afanasiev et al. (NA49 Collaboration), The NA49 large acceptance hadron detector, Nucl. Instr. Meth. A430, 210 (1999).
- [22] L.S. Barnby et al. (NA49 Kollaboration), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 25:469–472, 1999.
- [23] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J.C. Lassalle, GEANT: Simulation program for particle physics experiments, User guide and reference manual, Technical report, CERN-DD-78-2-REV.
- [24] Milton Y Toy, Baryon Stopping and charged Particle Production from Lead-Lead Collisions at 158 GeV per nucleon, Ph.D. Thesis, University of California, 1999
- [25] Glenn Eliot Cooper, Baryon Stopping and Hadronic Spectra in Pb-Pb Collisions at 158 GeV / nucleon, Ph.D. Thesis, University of California, April 2000
- [26] A. Mischke, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2002).
- [27] R. Hagedorn et al., Hot Hadronic Matter and Nuclear Collisions, Phys. Lett., B97, 136 (1980).
- [28] M. Mitrovski for the NA49 Collaboration, arXiv: nucl-ec/0406011 v1 (2004).
- [29] S. Ahmad et al. (E891 Collaboration),  $\Lambda$  production by 11.6 A GeV/c Au beam on Au target, Phys.Lett.B 382, 35-39, 1996

- [30] Y. Akiba et al. (E895 Collaboration), Resent results from E895 at the BNL AGS, Nucl. Phys., A590:179c–196c, 1995.
- [31] S. Albergo et al. (E896 Collaboration),  $\Lambda$ -Spectra in 11.6 GeV/c Au-Au Collisions, Phys.Rev.Lett. Vol.88, 062301
- [32] G. van Buren et al. (STAR Kollaboration), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28 (2002) 2103–2107
- [33] C. Adler et al. (STAR Kollaboration), Mid-rapidity  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Production in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV. 2002. (nucl-ex/0203016).
- [34] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration). Measurement of the Lambda and Lambda-bar Particles in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=130$  GeV, 2002. (nucl-ex/0204007).
- [35] H. Appelshäuser et al. (NA49 Collaboration), Baryon stopping and charged particle distributions in central Pb+Pb collisions at 158-GeV per nucleon, Phys. Rev. Lett. 82, 2471 (1999)
- [36] J.L. Klay, et al. (The E895 Collaboration) Phys.Rev. C68, 054905 (2003)
- [37] S. V. Afanasiev, et al. (The NA49 Collaboration), Energy Dependence of Pion and Kaon Production in Central Pb+Pb Collisions, Phys.Rev. C66, 054902 (2002)
- [38] M. Mitrovski,  $\Omega$  und  $\bar{\Omega}$  Produktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen bei 40 AGeV, Diplomarbeit Frankfurt am Main, 2004
- [39] C. Meurer,  $\Xi^-$  und  $\Xi^+$ - Prodktion in Pb+Pb Stößen bei 40 AGeV am CERN-SPS, Diplomarbeit Frankfurt am Main, 2003
- [40] C. Meurer for the NA49 Collaboration, arXiv: nucl-ex/0406016 v1 (2004)



# Danksagung

Danken möchte ich Herrn Professor Stock, dessen begeisternde Ausführungen über Physik ein wesentlicher Grund für mich waren, für die Diplomarbeit nach Frankfurt zurückzukehren. Die Mitarbeit an einem Experiment, das sich mit einem sehr interessanten Gebiet der Physik beschäftigt und die Möglichkeit mehrfach an Workshops und Konferenzen teilnehmen zu dürfen, weiß ich sehr zu schätzen.

Desweiteren danke ich allen Insassen des IKF, die mir im technischen und sachlichen Bereich stets freundlich weitergeholfen haben. Ein herzliches Dankeschön geht an (in alphabetischer Reihenfolge): Werner Amend (für die Bereitschaft, mir jederzeit bei den Fragen und Problemen bezüglich der Computer zu helfen), Christoph Blume (für die stetige Hilfe bei physikalischen Problemen und Kämpfen mit ROOT), Peter Dinkelaker (für die Erheiterung auf Reisen und die Aufnahme in das IKF), Marek Gazdzicki (für seine Bereitschaft, jederzeit für Fragen ansprechbar zu sein), Stefan Kniege und Michael Mitrovski (für die witzige Einführung in die Gruppe und die vielen beantworteten Fragen, was ROOT-Probleme betrifft). Außerdem geht natürlich mein Dank an: Christopher Alt, Jens Berger, Jutta Bershin, Anja Billmeier, Roland Bamm, Dominik Flierl, Michael Kliemant, Ingrid Kraus, Jens Soeren Lange, Constantin Loizides, Benjamin Lungwitz, Christine Meurer, Andre Mischke, Heidrun Rheinfels-Immans, Herbert Ströbele, Boris Wagner, Alexander Wetzler und Jacek Zaranek.

Ein ganz Besonderer Dank geht aber an meine Physiker-Kollegen aus Freiburg, ohne die mir das gesamte Studium bestimmt nicht so einen großen Spaß gemacht hätte. Besonders möchte ich nennen: Günther Grupp, Rolf Kniprath, Andrea Kramer, Stefan Meckler, Martin Schwarzer, Dominik Suwito, Andreas Thoman. Außerhalb der Physik möchte ich mich natürlich bei allen Freunden bedanken, die mich im letzten Jahr bei Laune gehalten haben, besonders seien Anneke Beiroth (personal support), Carsten Kress (technical support) und Sven Braden (alround support) genannt.

Aber am wichtigsten ist mir natürlich der Dank an meine Eltern, die mir mit viel Unterstützung dieses Studium ermöglicht haben. Ebenso möchte ich mich bei der gesamten Familie für alles bedanken.

Last but not least, i would like to thank the living legend...